

Magnetotellurik in der Rwenzori Region im Westen Ugandas: Ein anisotropes 3D Modell

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrads
der Naturwissenschaften

vorgelegt im Fachbereich Geowissenschaften/Geographie

der Johann Wolfgang Goethe - Universität
in Frankfurt am Main

von
Michael Häuserer
aus Peißenberg

Frankfurt 2010
(D30)

Vom Fachbereich der Geowissenschaften/Geographie der
Johann Wolfgang Goethe - Universität als Dissertation angenommen.

Dekan:

Gutachter:

Datum der Disputation:

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	9
1.1	Fragestellungen	10
1.2	Aufbau der Arbeit	10
2	Grundlagen der elektromagnetischen Induktion in der Erde	11
2.1	Diffusionsgleichung	11
2.2	Darstellungsgrößen	13
3	Messgebiet und Datenerhebung	18
3.1	Das ostafrikanische Rift System	18
3.2	EM Messungen im östlichen Riftast	20
3.3	Messgebiet und Stationsverteilung	20
3.3.1	Geologie des Messgebiets	20
3.3.2	Stationsverteilung	22
3.4	Messgeräte und Stationsaufbau	24
3.4.1	Koordinatensystem	24
3.4.2	Messgeräte	24
3.4.3	Stationsaufbau und Messdurchführung	25
3.5	Homogenität des anregenden Magnetfeldes	26
3.6	Probleme bei der Datenerhebung	29
3.6.1	Gel-Elektroden	29
3.6.2	Uhrendrift der GELORE Datenlogger	34
3.6.3	Station CAVE: Ergebnisse aus den Jahren 2007 und 2008	40
4	Auswertung und Darstellung der Messdaten	43
4.1	Datenprocessing	43
4.2	Darstellung der Messergebnisse als ρ_a und Phase	49
4.3	Darstellung der Messergebnisse durch die Phasen Tensor Invarianten	53
4.4	Induktionsvektoren	59
4.5	Schlussfolgerungen nach der Datenanalyse	61
5	Eckpunkte des 3D Modellierungscodes “com3D” und Tests	62
5.1	Allgemeiner Überblick über die Methode der Finiten Elemente (FEM)	63
5.2	Randbedingungen	64
5.3	Basebox, Luftbox und Modellstationen	65
5.4	Modelleingabe	66
5.5	Gittererzeugung	68

5.6	Interpolation der Zielfrequenzen am Beispiel eines anisotropen 3D Modells	70
5.7	Test von com3D mit dem COMMEMI Modell 3D2	74
6	3D Modellrechnungen	78
6.1	Isotrope Modelle	78
6.2	Anisotrope Modelle	80
6.2.1	1D Modelle der AMT Daten	80
6.2.2	Vorarbeiten in 2D	82
6.2.3	Anisotropes 3D Modell	85
6.2.4	Tests der Modellparameter	88
7	Diskussion	98
7.1	Vergleich: Beobachtete Daten - anisotrope 3D Modelldaten	98
7.2	2D oder 3D Modell?	100
7.3	Zusammenhang konduktiver und seismischer Strukturen	101
7.4	Elektrische Anisotropie im oberen Mantel	101
7.5	Asthenosphärenaufwölbung unter dem westlichen Riftast?	102
8	Zusammenfassung	103
9	Anhang	105
9.1	Stationsinformationen	105
9.2	Anpassung des 2D Modells	107
9.3	Großräumiges isotropes Modell	108
9.4	Weitere Teststationen zur Lage von Körper C	109
9.4.1	Horizontal	109
9.4.2	Vertikal	110
9.5	ρ_a - und Phasen Kurven (AMT)	111
9.6	ρ_a - und Phasen Kurven (LMT)	114
9.7	Anpassung des anisotropen 3D Modells an die LMT Daten	118
9.7.1	Phasen Tensor Invarianten ϕ_{min} und ϕ_{max}	118
9.7.2	Induktionsvektoren	122
9.8	Krustale Spannungen	123
10	Literaturliste	124

Abbildungsverzeichnis

2.1	Phasen Tensor: Ellipse - Balken	15
2.2	Vergleich: PT Ellipsen gegen PT Balken	17
3.1	Ostafrikanisches Riftsystem	18
3.2	Zeitliche Entwicklung des EARS (Nyblade et al. 2002)	19
3.3	Geologischer Überblick	21
3.4	Stationsplan	23
3.5	Messgeräte	25
3.6	Schematischer Stationsaufbau	26
3.7	Zeitreihen	27
3.8	Übertragungsfunktionen horizontaler Magnetfelder	28
3.9	Gel-Elektroden Test: Schematischer Aufbau	30
3.10	Spektren aus Gel-Elektroden Testmessung	31
3.11	Univariate Übertragungsfunktionen aus Gel-Elektroden Test	33
3.12	Kreuzkorrelation: SEML - TAMT	36
3.13	Zeitfenster Nr.: 1204, Kreuzkorrelation SEML und TAMT	37
3.14	Ausschnitt der Abbildung 3.13	37
3.15	Zeitfenster Nr.: 383, Kreuzkorrelation SEML und TAMT	38
3.16	Kreuzkorrelation: SEML - TAMT nach Korrektur	40
3.17	Impedanzen der Station CAVE gemessen in den Jahren 2007 und 2008	42
4.1	Vergleich der Processing Methoden am Beispiel der Station MWEY	48
4.2	Impedanzen der Station KASE	50
4.3	Impedanzen der Station CAVE	51
4.4	Impedanzen der Stationen CAVE und KASE	52
4.5	PT Balken, Aufsicht	54
4.6	SN Profil ϕ_{min}	55
4.7	SN Profil ϕ_{max}	56
4.8	WE Profil ϕ_{min}	57
4.9	WE Profil ϕ_{max}	57
4.10	PT Invariante β	58
4.11	Beobachtete Induktionsvektoren	60
5.1	Randbedingungen	64
5.2	Tiefenschnitt am Beispiel des COMMEMI Modells 3D2: H_x -Komponente	66
5.3	Modelleingabevergleich (COMMEMI Modells 3D2): Modell	69
5.4	Modelleingabevergleich (COMMEMI Modells 3D2): Ergebnisse	70

5.5	Anisotropes Testmodell	71
5.6	Ergebnisse des Interpolationsversuchs	73
5.7	COMMEMI Modell 3D2	74
5.8	Vergleich der EM Felder bei 100s Periode: COMMEMI - com3D	76
5.9	Übertragungsfunktionen Vergleich bei 100s Periode: COMMEMI - com3D	77
6.1	Isotropes 3D Modell	78
6.2	PT Balken des isotropen Modells, Aufsicht	79
6.3	1D Modelle für AMT Daten	81
6.4	Anisotropie in Comsol 2D	82
6.5	2D Inversionsmodell	83
6.6	Vergleich: Messdaten - Modelldaten (2D Info in 3D Modell)	84
6.7	Anisotropes 3D Modell	85
6.8	Widerstandstiefenprofil	87
6.9	Widerstands - Tiefen Relationen	89
6.10	Testergebnisse zur Tiefenlage des anisotropen Bereichs	91
6.11	Arkustangens - Tangens Hyperbolikus	92
6.12	Testmodelle	93
6.13	MWEY: Test zu Körper C	94
6.14	NYAN: Test zu Körper C	94
7.1	Vergleich der Induktionsvektoren: Beobachtete Daten - Modell Daten	98
7.2	PT-Balken Aufsicht, Modelldaten	99
7.3	Vergleich der PT Invarianten	100

Tabellenverzeichnis

2.1	Phasen der Abbildung 2.2	16
3.1	Differenz der Spikepositionen	39
4.1	Filterparameter für LMT Daten	44
5.1	Modellparameter	67
6.1	1D Modelle	80
6.2	Parameter der Arkustangensfunktion	89

Nomenklatur und Abkürzungen

- Physikalische Einheiten sind in SI-Einheiten angegeben.
- Vektoren sind einfach unterstrichen, Tensoren und Matrizen sind doppelt unterstrichen
- Sei $z = \Re(z) + i\Im(z)$ eine komplexe Zahl mit Realteil (\Re), Imaginärteil (\Im) und der imaginären Einheit (i). $z^* = \Re(z) - i\Im(z)$ sei das komplex konjugierte von z .
- In dieser Arbeit ist auf Grund der Übersichtlichkeit in der Zahlenschreibweise Frequenzbereich ($> 1Hz$) synonym zu Periodenbereich ($< 1Hz$) verwendet.

Symbole und Abkürzungen	
<u>B</u>	magnetische Flussdichte $[\frac{Vs}{m^2}]$
<u>D</u>	Verschiebungsstromdichte $[\frac{C}{m^2}]$
<u>E</u>	Elektrische Feldstärke $[\frac{V}{m}]$
ε_0	Dielektrizitätskonstante $8,85 \cdot 10^{-12} [\frac{As}{Vm}]$
ε_r	relative Dielektrizitätszahl
ε	$= \varepsilon_0 \varepsilon_r$
f	Frequenz $[Hz]$
<u>H</u>	magnetische Feldstärke $[\frac{A}{m}]$
<u>j</u>	elektrische Stromdichte $[\frac{A}{m^2}]$
μ_0	magnetische Permeabilität $4\pi \cdot 10^{-7} [\frac{Vs}{Am}]$
μ_r	relative Permeabilität
ω	Kreisfrequenz $[Hz]$
p	Eindringtiefe (skin Tiefe) $[m]$
φ	Phase der Impedanz $[^\circ]$
<u>Φ</u>	Phasen Tensor
ρ_a	scheinbarer spezifischer Widerstand $[\Omega m]$
σ	elektrische Leitfähigkeit
T	Periode $[s]$
<u>Tip</u>	Übertragungsfunktionen vertikaler und horizontaler Magnetfelder
<u>T_{hor}</u>	Übertragungsfunktionen horizontaler Magnetfelder
<u>Z</u>	MT Übertragungsfunktion oder Impedanz $[\frac{V}{mT}]$
∇	NABLA-Operator
\triangle	LAPLACE-Operator

1 Einleitung

Diese Arbeit entstand im Rahmen des Teilprojekts A2 (Magnetotellurik) der von der Deutschen Forschungsgesellschaft (DFG) geförderten interdisziplinären Forschergruppe RiftLink. Das Zielgebiet der geowissenschaftlichen Forschungen ist die Rwenzori Region im Westen Ugandas und im speziellen das Rwenzori Gebirge selbst. Die weltweit einzigartige Lage dieses nicht vulkanischen Gebirges mitten im westlichen Ast des ostafrikanischen Riftsystems und die noch nicht eindeutig geklärte Entstehungsgeschichte weckten das Forschungsinteresse. Das Rwenzori Gebirge stellt den einzigen bekannten Basement Block Afrikas dar, der vergletschert ist und ist neben den Vulkanen Mt. Kenia und Kilimanjaro das dritthöchste Gebirge Afrikas mit dem Margherita Peak (5109m) als höchstem Gipfel. Das ostafrikanische Riftsystem erstreckt sich von der Afar Region am Roten Meer im Norden in südlicher Richtung bis in etwa zur Mündung des Sambesi an der Küste von Mocambique. Das Rift teilt sich auf Höhe des Äquators in einen östlichen und einen westlichen Ast, die den Tansania Kraton umschließen.

Ziel der Forschergruppe ist es ein Prozessverständnis zur Hebung der Riftflanken und der Entstehung des über 5000m hohen Rwenzori Gebirges und deren Einflüsse auf Umweltveränderungen in der Region zu erhalten. RiftLink ist in vier Themenbereiche mit jeweils mehreren Teilprojekten verschiedener geowissenschaftlicher Disziplinen gegliedert, die sich mit folgenden Bereichen befassen: Thema A: Lithosphären und Asthenosphären Prozesse, Thema B: Oberflächennahe Prozesse, Thema C: Oberflächen und Atmosphären Prozesse und Thema D: Modellierungen. Dabei werden Rückkopplungen zwischen tektonischen Heraushebungen und erosiver Abtragung und deren Einflüsse auf regionales und globales Klima bis hin zu deren Auswirkungen auf Ökosysteme und der Verteilung biogeographischer Zonen untersucht. Das Teilprojekt A2 soll neben A1 (Seismologie) die Forschergruppe mittels geophysikalischer Messdaten mit Informationen über die Lithosphäre und Asthenosphäre unterstützen.

Magnetotellurik ist eine passive Messmethode die natürliche zeitabhängige elektromagnetische Felder benutzt um über Induktionsprozesse im Erdinneren Informationen über die dort vorliegende Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit zu erhalten. Die elektrische Leitfähigkeit ist eine Materialeigenschaft, über die Gesteine und deren physikalische Eigenschaften wie Porosität, Fluidgehalt etc. unterschieden werden können. Die Theorie der Methode geht auf Cagniard (1953) und Tikhonov (1950) zurück.

Mit Magnetotellurik soll ein Abbild der Leitfähigkeitsverteilung der Kruste und des oberen Mantels im Zielgebiet erstellt werden. In den Jahren 2007 und 2008 wurden an 23 Stationen langperiodische MT Messungen durchgeführt und die Daten mit robusten Verfahren ausgewertet. Mit einem in dieser Arbeit entwickelten 3D Code wurde ein anisotropes 3D Leitfähigkeitsmodell erstellt, bei dessen Interpretation die Ergebnisse anderer Teilprojekte von RiftLink einbezogen wurden.

1.1 Fragestellungen

Die erhobenen Messdaten sollen mit statistisch robusten Verfahren ausgewertet werden und auf dieser Datenbasis soll ein dreidimensionales Leitfähigkeitsmodell der Kruste und des oberen Mantels berechnet werden. Mit diesem Ansatz werden folgende Fragestellungen überprüft:

- Können im Zielgebiet konduktive Strukturen mit seismischen Strukturen korreliert werden?
- Sind Zusammenhänge zwischen leitfähigen Strukturen und Vulkanismus zu beobachten?
- Kann elektrische Anisotropie in Kruste und/oder oberen Mantel beobachtet werden?
- Gibt es Zusammenhänge zwischen elektrischer Anisotropie und tektonischen und/oder geodynamischen Prozessen?
- Sind Anzeichen einer Asthenosphärenaufwölbung in der elektrischen Leitfähigkeitsverteilung zu beobachten?

1.2 Aufbau der Arbeit

In dieser Arbeit wird zunächst ein Überblick über die physikalischen Grundlagen der elektromagnetischen Induktion in der Erde gegeben, danach wird auf das Messgebiet, Stationsverteilung und Datenerhebung und die dort aufgetretenen Probleme und deren Lösung eingegangen. Anschließend werden die Messdaten vorgestellt. Im Laufe dieser Arbeit wurde es, auf Grund der Datenlage, notwendig die bestehenden Frankfurter Auswerteprogramme (processing) um ein processing mit Medianschätzer zu erweitern und einen Modellierungscode für 3D Leitfähigkeiten mit dem Programmpaket COMSOL zu entwickeln, der es ermöglicht elektrische Anisotropie zu modellieren. Im Anschluss wird ein anisotropes 3D Modell gezeigt, mit den Messdaten verglichen und diskutiert.

2 Grundlagen der elektromagnetischen Induktion in der Erde

In diesem Kapitel werden die Grundlagen der elektromagnetischen (EM) Induktion in der Erde vorgestellt und damit die Grundlagen für die Arbeit mit magnetotellurischen Daten.

In der Ionosphäre und Magnetosphäre erzeugen zeitlich variable Stromsysteme zeitlich variable Magnetfelder die in die elektrisch leitfähige Erde eindringen und dort zeitlich variierende elektrische (tellurische) Ströme hervorrufen. Bei der Messmethode Magnetotellurik werden die horizontalen Variationen des elektrischen und magnetischen Feldes an der Erdoberfläche gemessen. Zusätzlich werden die vertikalen Variationen des magnetischen Feldes aufgezeichnet. Mit diesen Messgrößen lassen sich Übertragungsfunktionen bestimmen, anhand derer Aussagen über die elektrische Leitfähigkeitsverteilungen in der Erde gemacht werden können.

2.1 Diffusionsgleichung

Mit dem Ansatz $\underline{E}, \underline{B}, \underline{D}, \underline{H} \sim e^{i\omega t}$ für homogene isotrope Bereiche beschreiben die Maxwell-Gleichungen (MG) im Frequenzbereich

$$\nabla \cdot \underline{B} = 0 \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \underline{E} = -i\omega \underline{B} \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \underline{D} = q_{el} \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \underline{H} - i\omega \underline{D} = \underline{j} \quad (2.4)$$

im Zusammenhang mit den Materialgleichungen

$$\underline{B} = \mu_0 \mu_r \underline{H} \quad (2.5)$$

$$\underline{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \underline{E} \quad (2.6)$$

und dem Ohm'schen Gesetz für Material mit isotroper Leitfähigkeit

$$\underline{j} = \sigma \underline{E} \quad (2.7)$$

die elektromagnetischen Felder.

Folgende Vereinfachungen werden angenommen um die Diffusionsgleichung für die EM Felder als quasistationäre Näherung zu beschreiben.

- Die relative magnetische Permeabilität und die Dielektrizität sind für den hier betrachteten Frequenzbereich ($1000Hz - 0.0001Hz$) frequenzunabhängig und können als skalar angesehen werden. Für die meisten Materialien der Erde gilt: $\mu_r \approx 1$ und $\varepsilon_r < 81$.
- Die Quellen der EM Felder liegen außerhalb des Zielgebietes in der Ionosphäre und Magnetosphäre. In homogenen oder geschichteten Medien ist $q_{el} = 0$ und somit $\nabla \cdot \underline{E} = 0$.
- Die EM Felder werden als zeitlich harmonisch $e^{i\omega t}$ angenommen.

Wendet man die Rotation auf Gleichung 2.2 an und eliminiert \underline{B} durch Einsetzen von Gleichung 2.4, zusammen mit den Vereinfachungen und den Materialgleichungen, folgt:

$$\nabla \times (\nabla \times \underline{E}) = \mu_0 \underline{E} (\omega^2 \varepsilon - i\omega \sigma)$$

Mit der Vektoridentität $\nabla \times (\nabla \times \underline{A}) = \nabla \cdot (\nabla \cdot \underline{A}) - \Delta \cdot \underline{A}$ leitet sich daraus die Wellengleichung für das elektrische und analog dazu für das magnetische Feld ab :

$$\Delta \cdot \underline{E} = \underline{E} (i\omega \mu_0 \sigma - \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0) \quad (2.8)$$

Der rechte Term $-\omega^2 \mu_0 \varepsilon_0$ in der Klammer von Gleichung 2.8 steht für den Verschiebungsstrom und ist gegen den linken Term $i\omega \mu_0 \sigma$ (Leitungsstrom) für den hier verwendeten Frequenzbereich und für die gängigen Widerstände der Erde $1\Omega m - 1000\Omega m$ vernachlässigbar klein. Hieraus folgt die Diffusionsgleichung:

$$\Delta \cdot \underline{E} = \underline{E} (i\omega \mu_0 \sigma) = k^2 \underline{E} \quad (2.9)$$

mit der komplexen Wellenzahl $k = \sqrt{(i\omega \mu_0 \sigma)}$.

Die Diffusionsgleichung 2.9 beschreibt die frequenzabhängige Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen in einem homogenen Medium mit der elektrischen Leitfähigkeit σ als Diffusionsprozess.

Charakteristisch für Diffusionsprozesse ist die Eindringtiefe (Skin Tiefe) p , bei der die Amplituden der elektromagnetischen Felder auf den e -ten Teil abgeklungen sind. p_{hom} ist eine Näherung der Eindringtiefe elektromagnetischer Felder für einen homogenen Halbraum.

$$p = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu_0 \sigma}} \quad (2.10)$$

$$p_{hom}[km] \approx \frac{1}{2} \cdot \sqrt{T[s] \rho[\Omega m]} \quad (2.11)$$

Die oben beschriebenen Gleichungen gelten für homogene Medien. An Grenzflächen zwischen unterschiedlichen Medien ändert sich die elektrische Leitfähigkeit oft sprunghaft, weswegen folgende Randbedingungen gelten:

- Die Tangentialkomponenten des elektrischen und magnetischen Felder müssen an der Grenzfläche zweier Medien (A, B) stetig sein

$$E_t^A = E_t^B \quad H_t^A = H_t^B \quad (2.12)$$

t steht für die tangentielle Komponente.

- Die Normalenkomponente der Stromdichte muss an der Grenzfläche zweier Medien (A, B) stetig sein

$$j_n^A = j_n^B \quad (2.13)$$

n steht für die Normalenrichtung.

2.2 Darstellungsgrößen

Impedanztensor

Das Verhältnis zwischen zwei orthogonalen und an der Erdoberfläche gemessenen elektrischen ($\underline{E}(\omega)$) und magnetischen Feldern ($\underline{B}(\omega)$) wird als magnetotellurische Impedanz ($\underline{Z}(\omega)$) bezeichnet. Unter Berücksichtigung aller horizontalen Feldgrößen verallgemeinert sich der Zusammenhang zu einem linearen, bivariaten Ansatz, bei dem eine E-Feldkomponente mit zwei B-Feldkomponenten verknüpft wird:

$$\underline{E} = \underline{Z} \cdot \underline{B} \quad \text{explizit:} \quad \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} B_x \\ B_y \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

Der Impedanztensor \underline{Z} ist eine komplexe, frequenz- und ortsabhängige Größe. Die Frequenzabhängigkeit des Impedanztensors und aller beteiligten Größen wird im Folgenden nicht mehr explizit angeführt. Aus der Form von \underline{Z} lassen sich erste qualitative Hinweise bezüglich der Dimensionalität die Leitfähigkeitsstruktur im Untergrund ableiten.

Im 1D-Fall, das entspricht einem geschichteten oder homogenen Halbraum, sind die Hauptdiagonalelemente des Impedanztensors Null $Z_{xx} = Z_{yy} = 0$ und die Beträge der Nebendiagonalelemente $|Z_{xy}| = |Z_{yx}|$ bis auf das Vorzeichen gleich.

Im 2D-Fall kann der Impedanztensor voll besetzt sein, falls keine der horizontalen Koordinatenachsen parallel der Streichrichtung der Leitfähigkeitsstruktur ist. In der Literatur lassen sich Methoden finden, z.B. Swift (1967) oder Bahr (1988) um einen Drehwinkel zu bestimmen mit dem der Impedanztensor mit einer Koordinatenachse in Streichrichtung gedreht werden kann und nach der Rotation die einfache 2D-Form annimmt. Dabei sind $Z_{xx} = Z_{yy} = 0$ und $Z_{xy} \neq -Z_{yx} \neq 0$. Nach der Rotation spricht man von unterschiedlichen Moden. Bei der TM-Mode zeigt das magnetische Feld tangential zur elektrischen Streichrichtung und bei der TE-Mode zeigt das elektrische Feld parallel zur elektrischen Streichrichtung.

Im 3D Fall sind in der Regel alle Positionen des Impedanztensors, unabhängig von einer Rotation, besetzt: $Z_{xy} \neq -Z_{yx} \neq 0$ und $Z_{xx}, Z_{yy} \neq 0$.

Darstellung von \underline{Z} als scheinbarer spezifischer Widerstand und Phase

Die komplexen Elemente des Impedanztensors Z_{ij} werden zur späteren anschaulichen Darstellung in die reellen Größen, scheinbarer spezifischer Widerstand (ρ_a) und Phase (φ), umgerechnet.

Der scheinbare spezifische Widerstand berechnet sich aus der Amplitude von Z_{ij} und ist ein Mischwiderstand aus allen im Induktionsraum erfassten Widerständen. Für einen

homogenen Halbraum gibt er den tatsächlichen elektrischen Widerstand des Halbraums an.

$$\rho_{a,ij}(\omega) = \frac{\mu_0}{\omega} |Z_{ij}(\omega)|^2 \quad i, j = x, y \quad (2.15)$$

Die magnetotellurische Phase gibt die Phasenverschiebung zwischen den elektrischen und magnetischen Feldkomponenten wieder und ist sensitiv gegenüber Widerstandskontrasten:

$$\varphi_{ij}(\omega) = \arctan \frac{\Im(Z_{ij})}{\Re(Z_{ij})} \quad i, j = x, y \quad (2.16)$$

wobei \arctan die Arkustangens Funktion ist.

Die einzelnen ρ_a und Phasen Werte werden für gewöhnlich gegenüber der Periode aufgetragen und analysiert.

Tipper

Ähnlich wie die Berechnung des Impedanztensors können auch Übertragungsfunktionen zwischen den beiden horizontalen Magnetfeldern und dem vertikalen Magnetfeld berechnet werden.

$$B_z = \text{Tip}_x B_x + \text{Tip}_y B_y \quad (2.17)$$

Die komplexen Übertragungsfunktionen werden als Induktionspfeile getrennt für Realteil und Imaginärteil dargestellt. In dieser Arbeit wird die Wiese Konvention verwendet (Wiese 1962). In dieser Konvention zeigen in der Umgebung von lateralen Leitfähigkeitskontrasten die Induktionspfeile von guten Leitern weg in Richtung schlechter Leiter. Die Induktionspfeile geben somit Aufschluss über horizontale Leitfähigkeitsänderungen.

Phasen Tensor

Der Phasen Tensor ist eine Darstellungsart des Impedanztensors, die sich auf den Informationsgehalt der Phasen reduziert. Die Phasen sind im Gegensatz zu den Widerständen frei von Verzerrungen des elektrischen Feldes durch lokale Leitfähigkeitsheterogenitäten an der Oberfläche (static shift). Der Phasen Tensor wurde von Caldwell et al. (2004) wie folgt eingeführt.

Der Impedanztensor $\underline{\underline{Z}}$ kann in einen ungestörten Teil $\underline{\underline{Z_R}}$ und einen Teil $\underline{\underline{D}}$ zerlegt werden. In $\underline{\underline{D}}$ sind alle Verzerrungen enthalten.

$$\underline{\underline{Z}} = \underline{\underline{D}} \underline{\underline{Z_R}}$$

Die komplexe Schreibweise lautet mit dem Realteil $\underline{\underline{X}}$ und dem Imaginärteil $\underline{\underline{Y}}$:

$$\underline{\underline{Z}} = \underline{\underline{X}} + i \underline{\underline{Y}} = \underline{\underline{D}} \underline{\underline{X_R}} + i \underline{\underline{D}} \underline{\underline{Y_R}} = \underline{\underline{D}} \underline{\underline{Z_R}}$$

Der Phasen Tensor ist definiert durch:

$$\underline{\underline{\Phi}} = \underline{\underline{X}}^{-1} \underline{\underline{Y}} \quad (2.18)$$

Setzt man nun für den Realteil und den Imaginärteil die entsprechende Kombination aus ungestörtem Teil und Verzerrung ein folgt, dass der Phasen Tensor frei von Verzerrungen ist, da sich diese eliminieren.

$$\underline{\underline{\Phi}} = \underline{\underline{X}}^{-1} \underline{\underline{Y}} = \underline{\underline{X}}_R^{-1} \underline{\underline{D}}^{-1} \underline{\underline{D}} \underline{\underline{Y}}_R = \underline{\underline{X}}_R^{-1} \underline{\underline{Y}}_R = \underline{\underline{\Phi}}_R \quad (2.19)$$

Caldwell et al. 2004 schlagen vor den Phasen Tensor als Ellipse darzustellen (Abb.: 2.1a). Φ_{min} und Φ_{max} repräsentieren die minimalen und maximalen Einträge des Phasen Tensors und stellen die kleine und große Halbachse der Ellipse dar. Die Orientierung einer der Halbachsen entspricht im 2D Fall der geologischen Streichrichtung des Untergrundes. Im 1D Fall gilt $\Phi_{min} = \Phi_{max}$ und die Ellipse ist kreisförmig. Der Winkel β gibt die Schiefe (Skew), bzw. die Asymmetrie des Phasen Tensors wieder und ist ein Indikator für die Dimensionalität der vorliegenden Leitfähigkeitsstruktur. Bei $\beta = 0$ liegt im allgemeinen eine 1D oder 2D Struktur vor und bei einer 3D Struktur gilt $\beta \neq 0$. Die drei Größen Φ_{min} , Φ_{max} , β sind invariant gegenüber Rotation des Koordinatensystems. Die Richtung der großen Halbachse ist durch den Winkel $\alpha - \beta$ gegeben und definiert den Zusammenhang des Tensors mit dem Koordinatensystem (x_1, x_2) .

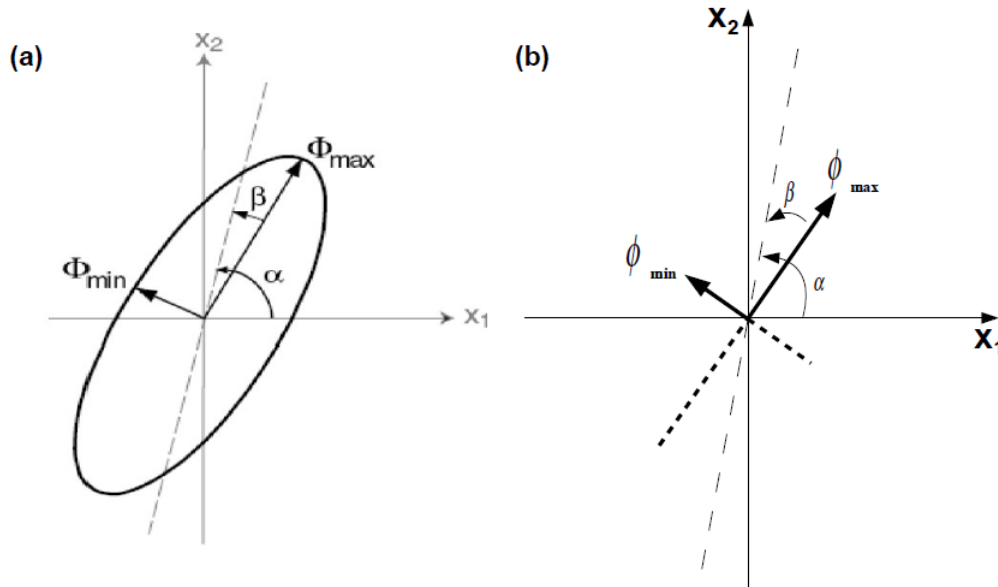


Abbildung 2.1: Phasen Tensor: Ellipse - Balken

(a) Darstellung des Phasen Tensor als Ellipse mit den Rotationsinvarianten Φ_{max} , Φ_{min} und β (Caldwell et al. (2004)), (b) Darstellung der Phasen Tensor Invarianten $\phi_{min} = \arctan \Phi_{min}$ und $\phi_{max} = \arctan \Phi_{max}$ als Phasen Tensor Balken, Balkenlänge entspricht dem Phasenwert in der Einheit $[\circ]$.

An dieser Stelle soll eine neue Darstellungsart der Phasen Tensor Invarianten eingeführt werden. Φ_{min} , Φ_{max} , β und α werden wie gehabt nach dem Verfahren von

Caldwell et al. (2004) berechnet, nur sollen die Phasenwinkel $\phi_{min} = \arctan \Phi_{min}$ und $\phi_{max} = \arctan \Phi_{max}$ direkt dargestellt und erkennbar sein. Es wird dazu übergegangen die maximale und minimale Phase als Balken darzustellen (Abb.: 2.1b) deren Länge die Werte ϕ_{min} und ϕ_{max} repräsentieren, ähnlich der Halbachsen Φ_{min} und Φ_{max} der Phasen Tensor Ellipse. Die Orientierung der Balken im Koordinatensystem berechnet sich analog zur Orientierung der Ellipse. Die Balkendarstellung wurde alternativ zur Ellipsendarstellung gewählt, da so einerseits nur noch die Extremwerte ϕ_{min} und ϕ_{max} dargestellt werden und nicht wie bei der Phasen Tensor Ellipse der komplette Phasen Tensor und andererseits um die beiden Darstellungsarten und damit ihre Aussagekraft zu unterscheiden. Abbildung 2.2 zeigt an einem Datenbeispiel der Station RUBO den Unterschied der beiden Darstellungsarten. In allen drei Abbildungen sind die Messdaten bei 250s und 400s Periode dargestellt. Abbildung 2.2b zeigt die ϕ_{min} und ϕ_{max} als Phasenkurven, Abbildung 2.2a zeigt die Phasen Tensoren zu den jeweiligen Perioden mit Φ_{min} und Φ_{max} als nicht normierte Ellipsen und Abbildung 2.2c die Phasen Tensor Invarianten ϕ_{min} und ϕ_{max} in der neuen Balkendarstellung. Tabelle 2.1 zeigt die Phasenwerte der Abbildung 2.2 mit den dazugehörigen Perioden.

Periode [s]	ϕ_{min} [°]	ϕ_{max} [°]
250	36,0	73,5
400	38,0	77,5

Tabelle 2.1: Phasen der Abbildung 2.2

Auf Grund der Eigenschaften der Tangensfunktion die nahe $\pm\pi/2$ asymptotisch gegen unendlich geht, tritt bei den maximalen Phasen ($>70^\circ$) der Unterschied zwischen den beiden Perioden von 4° in Abbildung 2.2a viel deutlicher hervor als der Unterschied von 2° bei den minimalen Phasen. Die Ellipsen suggerieren bei den maximalen Phasen einen viel größeren Unterschied zwischen den beiden Perioden und machen den Vergleich der Ellipsen untereinander aber auch den Vergleich des Verhältnisses der großen und kleinen Halbachse einer Ellipse schwer. Die Balken mit der Darstellung von $\phi_{min} = \arctan \Phi_{min}$ und $\phi_{max} = \arctan \Phi_{max}$ in Abbildung 2.2c ermöglichen einen direkten Vergleich dieser Werte über die Länge der einzelnen Balken. Der geringe Unterschied sowohl innerhalb der minimalen als auch innerhalb der maximalen Phasen ist kaum erkennbar, der Unterschied zwischen ϕ_{min} und ϕ_{max} tritt aber deutlich bei beiden Perioden hervor. Dieses Beispiel zeigt einerseits die bessere Vergleichbarkeit von ϕ_{min} und ϕ_{max} innerhalb der Balken einer Periode und andererseits die bessere Vergleichbarkeit der Balken verschiedener Perioden.

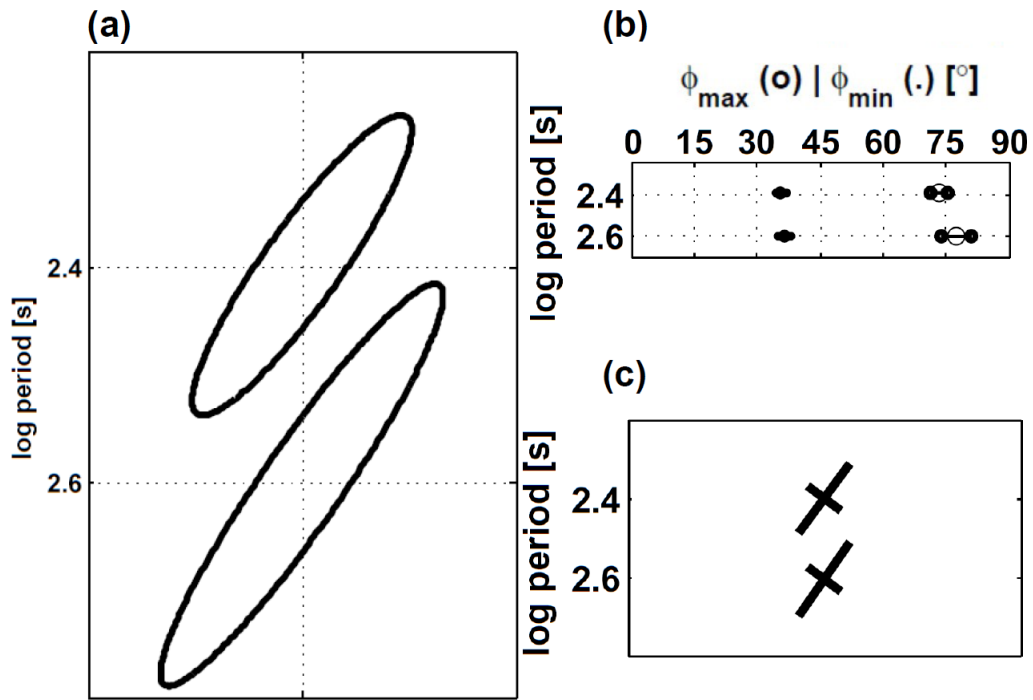


Abbildung 2.2: Vergleich: PT Ellipsen gegen PT Balken
 Datenbeispiel der Station RUBO für 250s und 400s Periode. (a) Phasen Tensor Ellipsen mit Φ_{\min} und Φ_{\max} , (b) ϕ_{\min} und ϕ_{\max} als Phasenwerte $[\circ]$, (c) Phasen Tensor Balken mit ϕ_{\min} und ϕ_{\max} . Die bessere Vergleichbarkeit der Phasenverhältnisse über ϕ_{\min} und ϕ_{\max} in (c) gegenüber Φ_{\min} und Φ_{\max} in (a) wird deutlich.

3 Messgebiet und Datenerhebung

3.1 Das ostafrikanische Rift System

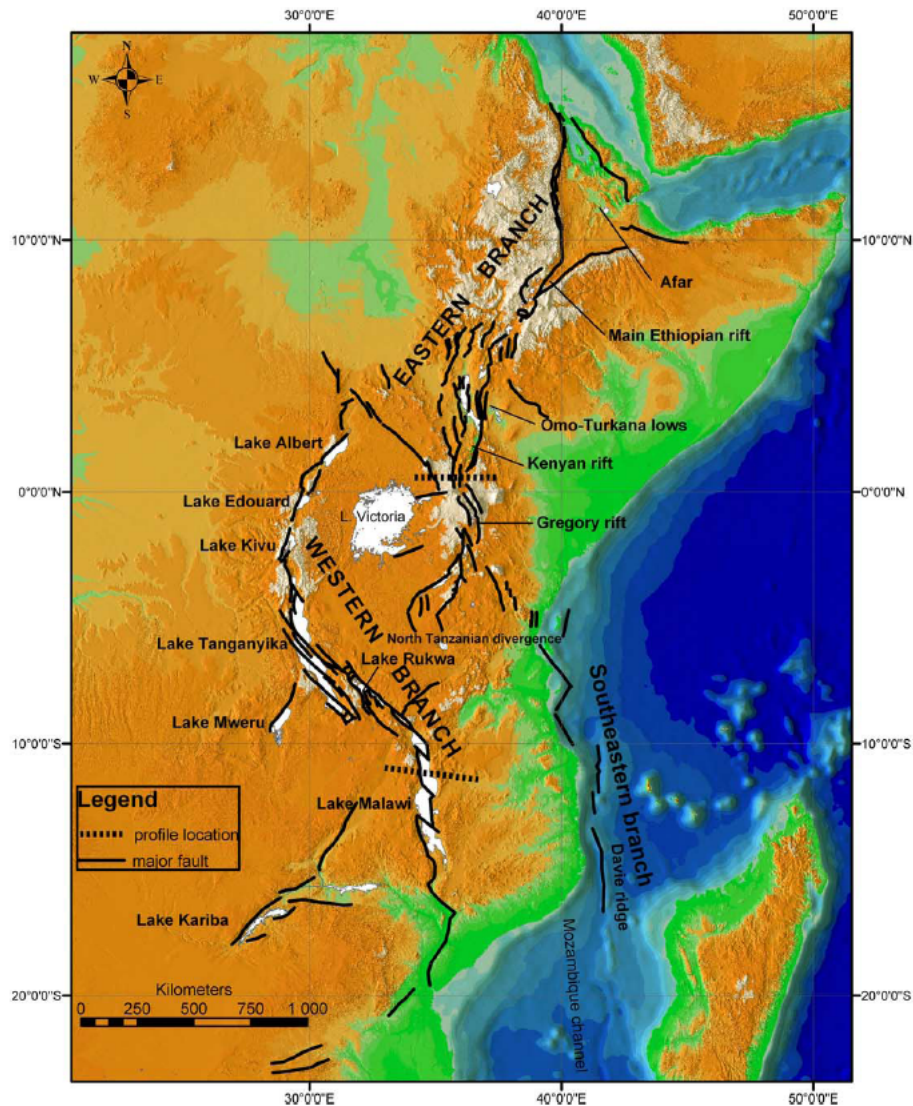


Abbildung 3.1: Ostafrikanisches Riftsystem
Hypsographisches digitales Höhenmodell des ostafrikanischen Riftsystems (Chorowicz 2005)

Das ostafrikanische Rift System (engl.: East African Rift System: EARS) ist eine der prominentesten geologischen Strukturen Afrikas und ist ein Beispiel für ein vom Tertiär bis rezent aktives kontinentales Grabensystem. Das EARS verläuft hauptsächlich in Nord Süd Richtung und teilt die Nubische Platte im Westen und die Somalischen Platte im Osten (Bendickt et al. 2006). Im zentralen, äquatorialen Bereich teilt sich das Rift System in einen östlichen und einen westlichen Ast, die den Tansania Kraton umschließen (Nyblade et al. 2002). Der östliche Ast reicht von der Afar Region am Roten Meer über das Kenia Rift und Gregory Rift bis nach Tansania. Der westliche Ast erstreckt sich von Lake Albert im Norden über den Lake Kivu und Lake Tanganyika bis zum Lake Malawi (Abbildung 3.1 Chorowicz 2005). Das präkambrische Basement Ostafrikas besteht im zentralen Bereich aus dem archaischen, mechanisch stabilen Tansania Kraton und proterozoischen Mobile Belts, die den Kraton, der das Zentrum des ostafrikanischen Plateaus bildet, umgeben (Nyblade et al. 2002). Die Riftäste folgen den Mobile Belts und verlaufen entlang der östlichen und westlichen Grenze des Tansania Kratons. Es wird vermutet, dass ein Mantelplume in der Afar Region vor ca. 30Ma den Riftprozess initialisiert hat. Altersbestimmungen von Vulkaniten, die durch den mit dem Riftprozess zusammenhängenden Vulkanismus entstanden sind, haben ergeben, dass der östliche Ast vor ca. 10-12Ma auf den Tansania Kraton gestoßen ist. Von diesem Zeitpunkt an bildet sich der östliche Ast entlang der östlichen Grenze des Tansania Kratons bis heute noch ca. 200-300km in südlicher Richtung aus. Nyblade et al. (2002) vermuten, dass sich die Spannungen in der Lithosphäre, die für den Riftprozess verantwortlich sind, über den steifen Kraton übertragen und den Riftprozess im westlichen Ast ausgelöst haben (Abbildung 3.2). Der westliche Ast erstreckt sich in der Zeit von seiner Entstehung bis heute mehr als 2500km in Richtung Süden. Bei Modellrechnungen zu diesen Prozessen wird ein Modell mit aktivem Rifting mit einem oder mehreren Plumeköpfen gegenüber passivem Rifting favorisiert.

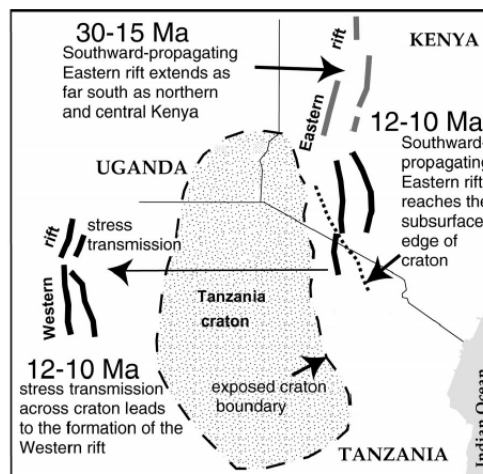


Abbildung 3.2: Zeitliche Entwicklung des EARS (Nyblade et al. 2002)

3.2 EM Messungen im östlichen Riftast

Im Jahr 1995 wurden in Süd Kenia elektromagnetische Untersuchungen mit den Methoden MT (Magnetotellurik) und TEM (Transiente Elektromagnetik) an 19 Stationen auf zwei das Rift schneidenden Profilen durchgeführt (Simpson et al. 1997). Das von Simpson (2000) vorgestellte 3D Modell zeigt eine NW-SE gerichtete, sich über beide Riftschultern hinaus erstreckende gut leitende Struktur in krustaler Tiefe. Die Ausdehnung dieser gut leitenden Struktur in vertikaler und lateraler Richtung ist nicht exakt auflösbar. Es wird vermutet, dass zwischen der gut leitenden Struktur und der das Rift kreuzenden Aswa-Nandi-Athi-Ikutha Scherzone ein Zusammenhang besteht. Die Sedimentmächtigkeit des Grabens im Bereich der Profile mit 2,9 bis 3,6km ist aus seismischen und gravimetrischen Messungen bekannt (Birt et al. 1997). Die Leitfähigkeit der Sedimente wird bei Simpson 2000 mit bis zu $0.2S/m$ modelliert.

3.3 Messgebiet und Stationsverteilung

3.3.1 Geologie des Messgebiets

Der westliche Ast des EARS liegt mit dem nördlichsten Teil (Albertine Rift) in den archaischen Gesteinen eines Gneis Granulit Komplexes, die die östliche Grenze des Kongo Kratons bilden (vgl.: Leggo 1974) (Abbildung 3.3a). Südlich des Lake Albert schneidet das Rift den Übergang zwischen den archaischen Einheiten im Norden und den früh proterozoischen metamorphen Gesteinen im Süden (Buganda-Toro-Belt). Das Rwenzori Gebirge (RWZ) liegt exakt an der Stelle dieses Einheitübergangs. In südlicher Richtung schneidet das Rift zunächst jung proterozoische niedergradig metamorphe Einheiten (Kibaran Belt) und dann hochgradig metamorphe jung proterozoische Einheiten (Ubendian Belt) entlang der südlichen Grenze des Tansania Kratons (vgl.: Cahen et al. 1984, Link et al. 2010). Abbildung 3.3b zeigt das Basement der Toro-Ankole Region im Westen Ugandas, in der die RWZ liegen. Das Basement besteht aus lokal migmatisierten Gneisen des Gneis Granulit Komplexes (braune Einheiten) die von Teilen des Buganda-Toro-Belts, bestehend aus glimmerhaltigen Schiefern, Amphiboliten, Quarziten und Kalksilikaten durchzogen sind (dunkelgrüne Einheiten). Die Grenze zwischen diesen Einheiten bilden Verwerfungen (gestrichelte Linien in Abbildung 3.3b). Während mehreren Deformationsprozessen vor der Riftentstehung wurden die Gneise gefaltet. Entstanden sind dadurch Ost West gerichtete tektonische Falten, die sich im Wechsel von Gneisen und Buganda-Toro Einheiten von Norden nach Süden äußern. Weiter südlich auf Höhe des Lake Edward tauchen leicht überprägte Sandsteine, Konglomerate und tonhaltige Sedimente des Kibarian-Belts auf (blaue Einheiten). Die eben beschriebenen geologischen Einheiten sind von post-tektonischen Granitintrusionen und Riftvulkaniten (hellgrüne Einheiten) durchzogen und im Rift selbst von Rift Sedimenten (gelbe Einheiten) bedeckt (vgl.: Link et al. 2010). Die Probenlokalitäten in Abbildung 3.3b werden nicht näher beschrieben.

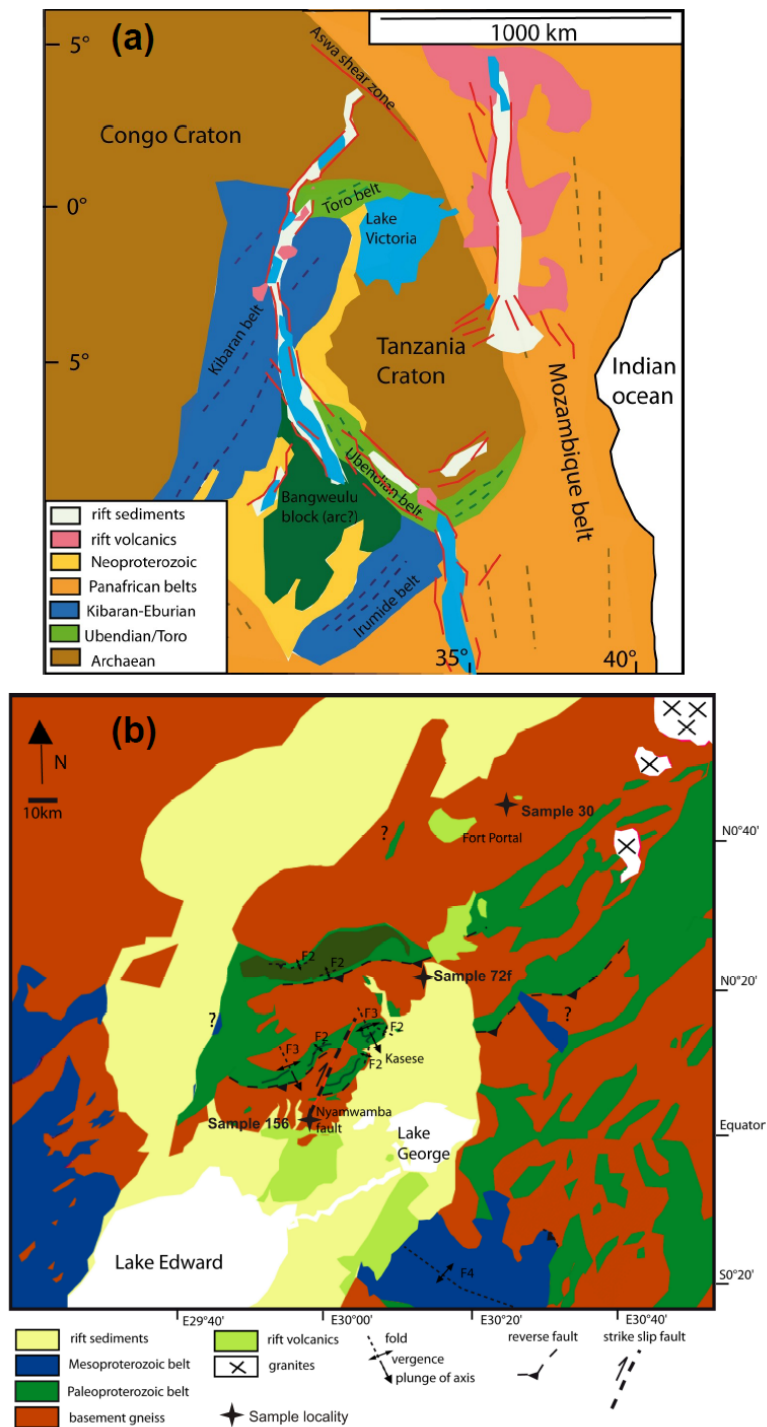


Abbildung 3.3: Geologischer Überblick

(a) Geologischer Überblick Ostafrikas, das Rwenzori Gebirge liegt auf der Verbindung der Toro- (grün) und Kibaran Belts (blau) (Link et al. 2010). (b) Vereinfachte geologische Karte der Rwenzori Region, West Uganda und Ost Kongo (Link et al. 2010)

3.3.2 Stationsverteilung

Die Messstationen wurden als Array aufgebaut um eine geeignete Stationsüberdeckung für die späteren 3D Modellierungen zu erhalten. Die Stationen befanden sich alle östlich der RWZ auf ugandischem Staatsgebiet. Die Landesgrenze zwischen Uganda und der demokratischen Republik (DR) Kongo ist in der großen Übersichtskarte (Abbildung 3.4) als rote Linie eingezeichnet. Abbildung 3.4 zeigt die Stationen mit Stationsnamen, wobei Stationen mit roten Punkten auf voll ausgerüstete MT-Stationen (E-Feld und B-Feld Messung) und Stationen mit gelben Punkten auf reine Tellurik Stationen verweisen. Der Einschub rechts unten zeigt die Lage des Messgebiets (schwarzes Rechteck) in Ost Afrika. Die Stationsverteilung orientierte sich zum einen aus logistischen Gründen - kurze Anfahrtszeiten für Stationsaufbau und Wartung - am vorhandenen Straßennetz und zum anderen an den dominanten geologischen Formationen. Die Stationen lagen im Rift südlich der RWZ (z.B. MWEY, KASE), auf der Ostflanke der RWZ selbst (KYAM, RUBO), im Rift nördlich der RWZ (SEML), auf der östlichen Rift Schulter (TAMT, KMTW) und auf der Übergangszone zwischen den RWZ und der östlichen Rift Schulter (z.B.: CAVE, UTCK, KISO, CRLA). Die östlichste Station KIHU war mit 50km Entfernung am weitesten vom Rift entfernt. Der mittlere Stationsabstand betrug ca. 10-15km. Im Jahr 2007 wurden hauptsächlich an den Stationen nördlich der Stationen RUBO und HIMA gemessen und während der Messkampagne 2008 im Gebiet südlich dieser Stationen. An den Stationen SEML, HIMA, RUBO und CAVE wurde bei beiden Messkampagnen gemessen. Die Gründe dafür waren bei SEML ein witterungsbedingter Gerätedefekt 2007 und bei HIMA ein Gerätediebstahl 2007. Bei CAVE und RUBO sollte die Datenqualität der Vorjahresmessung überprüft werden. Genaue Informationen zu den einzelnen Stationen befinden sich in den Tabellen im Anhang 9.1.

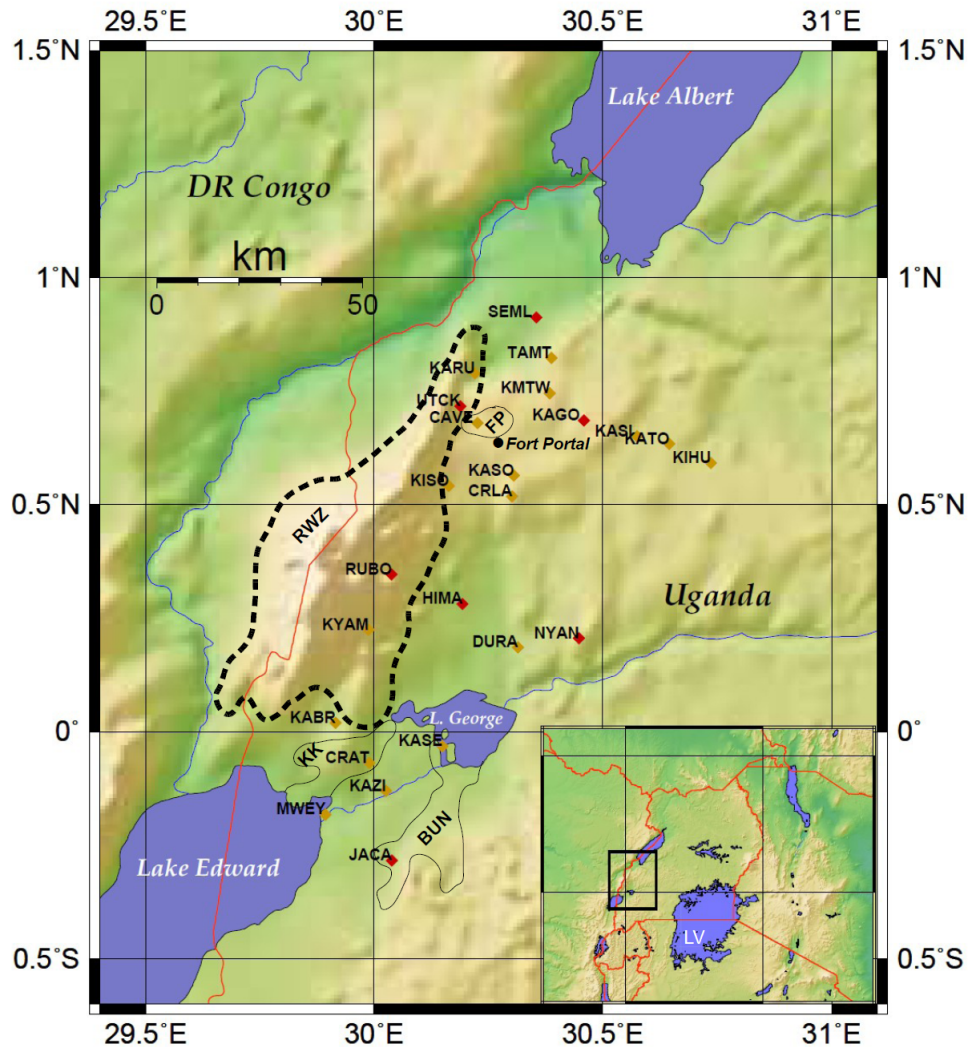


Abbildung 3.4: Stationsplan

Stationsverteilung, der Einschub zeigt die Position des Messgebietes (schwarzes Rechteck) in Ostafrika. Orange Punkte: Tellurik Stationen, Rote Punkte: Magnetotellurische Stationen. Vulkanfelder sind mit schwarzen durchgezogenen Linien umrandet: KK: Katwe - Kikorongo, BUN: Bunyaruguru, nach Boven et al. (1998) und Kampunzu et al. (1998), FP: Fort Portal Volcanic Field, nach (Barker et al. 1989). Das Rwenzori Gebirge (RWZ) ist mit einer schwarzen, gestrichelten Linie umrissen. Die Stadt Fort Portal ist mit ● markiert. LV: Lake Victoria

3.4 Messgeräte und Stationsaufbau

3.4.1 Koordinatensystem

Für den Messaufbau wurde ein rechtwinkliges Koordinatensystem gewählt, dass sich am magnetischen Nordpol orientiert. Die x-Achse wird wie üblich bei MT Messungen positiv nach Norden und die y-Achse positiv nach Osten gezählt. Die z-Richtung des Koordinatensystems zeigt positiv, senkrecht in die Tiefe.

3.4.2 Messgeräte

Für die Aufzeichnung der langperiodischen magnetotellurischen (LMT) Daten wurde der an der Goethe Universität Frankfurt am Main entwickelte Datenlogger GEOLORE (Abbildung 3.5e) (Roßberg 2007) verwendet. Die Besonderheit dieses Datenloggers ist seine Energieversorgung und der geringe Energieverbrauch. Der Datenlogger wird über 8 Batterien Typ D (Monozellen) mit Strom versorgt. Bei der für diese Messkampagnen verwendeten Abtastrate von 4Hz können mit einem Batteriesatz für ca. 2 Monate kontinuierlich Daten aufgezeichnet werden. Die Messdaten werden auf einem energiesparenden Datenpuffer intern gespeichert und in regelmäßigen Abständen auf einer CompactFlash®-Karte gesichert, die auch während der Datenaufzeichnung ausgelesen werden kann ohne die Messung zu unterbrechen. Die geräteinterne Uhr wird stündlich über einen GPS Empfänger mit der GPS-Zeit synchronisiert um eine einheitliche und vergleichbare Zeitbasis, vor allem zwischen Datenloggern unterschiedlicher Stationen, zu schaffen. Das Gerätetiefpassfilter der GEOLORE Datenlogger hat eine Grenzfrequenz von 1Hz weswegen eine Abtastrate $sr_{LMT} = 4Hz$ gewählt wurde um Alias Effekte zu vermeiden.

Die magnetischen Feldkomponenten wurden mit drei Komponenten Fluxgate Magnetometern gemessen. Dabei kam ein Gerät von MAGSON und drei Geräte von GEOMAG (Abbildung 3.5c) zum Einsatz. Die elektrischen Feldkomponenten wurden über Potentialdifferenzen zwischen Elektrodenpaaren bestimmt. Es wurden Ag/AgCl//KCl(H_2O) Elektroden verwendet (Abbildung 3.5a). Die Ag/AgCl//KCl(H_2O) Elektrode selbst ist in einem mit einer gesättigten KCl Lösung gefüllten, abgeschlossenen PVC Behälter installiert. Die Keramik Fritten in der Behälterwand lassen einen Ladungstransport zu, verhindern aber das Auslaufen der KCl Lösung, die den Ladungstransport im Behälter zur Ag/AgCl//KCl(H_2O) Elektrode ermöglicht. Auf die Elektroden wird in Abschnitt 3.6.1 noch gesondert eingegangen.

Die zusätzlich zu den LMT Daten erhobenen audiomagnetotellurischen (AMT) Daten wurden mit dem Datenlogger ADU07 (Abbildung 3.5d) der Firma METRONIX aufgezeichnet. Die Variationen der magnetischen Feldkomponenten wurden mit Induktionsspulen MFS05 (Abbildung 3.5b) von METRONIX aufgezeichnet. Die elektrischen Felder wurden analog zur LMT gemessen. Mit der ADU07 wurden drei unterschiedliche Frequenzbänder aufgezeichnet, das HF-Band mit einer Abtastrate $sr_{HF} = 16kHz$, das L1-Band mit $sr_{L1} = 2kHz$ und das L2-Band mit $sr_{L2} = 128Hz$. Wegen eines Defektes an den HF-Boards der ADU07 sind die HF-Aufzeichnungen übersteuert und konnten nicht ausgewertet werden.

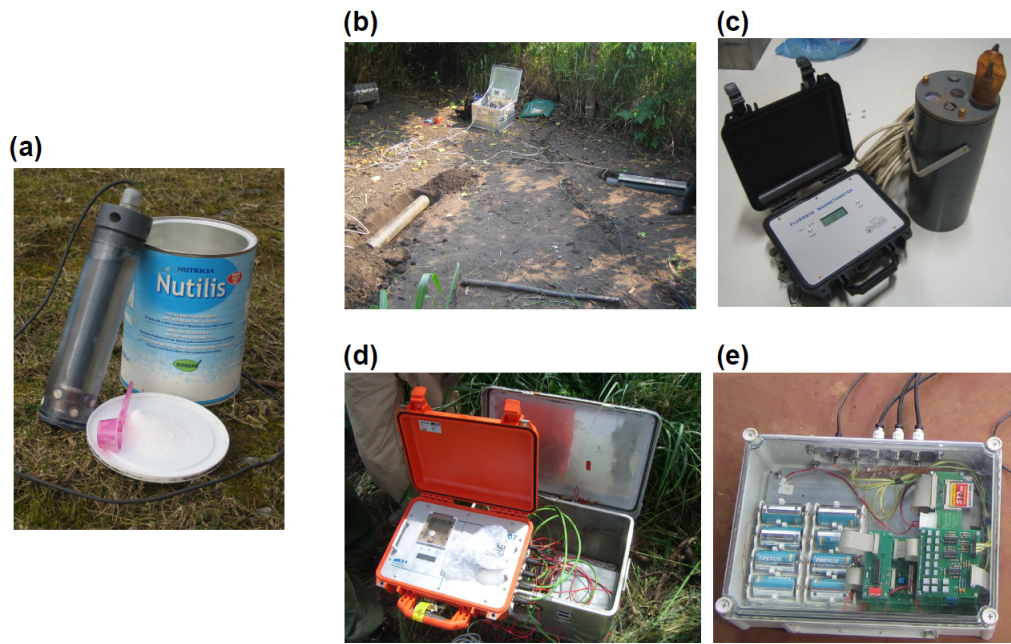


Abbildung 3.5: Messgeräte

(a) $\text{Ag}/\text{AgCl}/\text{KCl}(\text{H}_2\text{O})$ Elektroden mit Dickungspulver (Nutilus), (b) Induktionsspulen MFS05 (METRONIX) in Süd und Ost Auslage, (c) drei Komponenten Fluxgate Magnetometer (GEOMAG): Sensor (rechts), Elektronik (links), (d) Datenlogger ADU07 (METRONIX), (e) Datenlogger GEOLORE mit CF Speicherkarte und Batterien (Monozellen Typ D).

3.4.3 Stationsaufbau und Messdurchführung

Auf Grund der geringen Anzahl zur Verfügung stehender Fluxgate Magnetometer wurde ein T-MT Aufbau, wie bei Häuserer (2007) beschrieben, für die LMT Messungen gewählt. Dabei werden an allen Stationen die Variationen der elektrischen Felder gemessen. Die Magnetometer werden möglichst gleichmäßig auf Stationen (MT-Stationen) im Messgebiet verteilt (rote Punkte in Abbildung 3.4). Die E-Felder der reinen Tellurik Stationen (T-Stationen) werden dann auf das Magnetfeld einer MT-Station bezogen. Diese Art des Stationsaufbaus setzt voraus, dass alle Stationen gleichzeitig aufzeichnen, die Zeitbasis aller Stationen vergleichbar ist und die Variationen der anregenden horizontalen Magnetfelder im langperiodischen Bereich räumlich sehr homogen sind. Auf diesen Punkt wird im Abschnitt 3.5 eingegangen. Die elektrischen Felder wurden an jeder Station mit einer L-Auslage, bestehend aus drei Elektroden in Nord-Süd und Ost-West Richtung, gemessen, wobei die Basiselektrode im Zentrum der L-Auslage für beide Richtungen verwendet wurde. Der schematische Stationsaufbau ist in Abbildung 3.6 dargestellt. Die Auslagenlängen variierten je nach zur Verfügung stehender Fläche zwischen 15 und 50m. An jeder Station wurden alle Sensoren (Magnetometer, Elektroden) und Kabel vergraben und die Datenlogger in wasserdichten Säcken oder Zargeskisten in oder an Häusern platziert um

sie vor Diebstahl, Vandalismus und Tierverschiss zu schützen. Ausserdem wurde an jeder Station für die komplette Messdauer ein Wächter engagiert. Die Stationen wurden monatlich von Dr. A. Schumann kontrolliert und gewartet. Es wurden Daten ausgelesen, gesichert und zur ersten Kontrolle nach Deutschland geschickt.

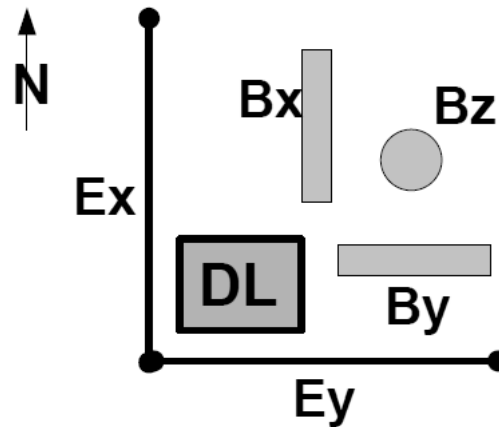


Abbildung 3.6: Schematischer Stationsaufbau

Magnetfeldmessung in drei Raumrichtungen (B_x , B_y , B_z), Messung des tellurischen Feldes in zwei horizontalen Richtungen (E_x , E_y) mit "L"-Auslage (Elektroden: schwarze Punkte), DL: Datenlogger (Speicherung der Messdaten), Messkoordinatensystem: x (Norden), y (Osten), z (positiv nach unten).

Während der Messkampagne 2008 wurden an den LMT Stationen zusätzlich kurzzeitige AMT Messungen durchgeführt. Da nur ein AMT Messgerät zur Verfügung stand wurde an einer bestehenden LMT Station mit der AMT Einheit für drei bis vier Stunden gemessen und danach für eine 12-Stunden-Nacht Messung an eine andere LMT Station versetzt. Dabei wurde die gleiche E-Feld Auslage für AMT und LMT Messungen verwendet. Es konnten so an 13 Stationen AMT Messungen durchgeführt werden.

Bereits 2007 wurden zusätzliche AMT Messungen durchgeführt. Auf Grund eines erst nach der Datenaufzeichnung festgestellten Gerätedefekts der AMT Einheit konnten diese Daten nicht ausgewertet werden.

3.5 Homogenität des anregenden Magnetfeldes

Abbildung 3.7a zeigt Zeitreihen der horizontalen Magnetfeldkomponenten der Stationen UTCK, SEML und KAGO über vier Tage und demonstriert bis auf wenige künstliche Störungen die räumliche Homogenität des natürlichen, anregenden magnetischen Feldes für beide horizontalen Komponenten. In Abbildung 3.7b sind Aufzeichnungen eines Zeitintervalls von drei Stunden der gleichen Stationen zu sehen, die die Homogenität der Magnetfelder auch im kurzperiodischen Bereich zeigen. Weiter wird der Zusammenhang

zwischen dem primären Magnetfeld und den sekundären orthogonalen elektrischen Feldern deutlich. Die E-Feld Variationen der einzelnen Stationen zeigen Unterschiede in den Amplituden, die auf verschiedene elektrische Leitfähigkeitsstrukturen im Messgebiet schließen lassen.

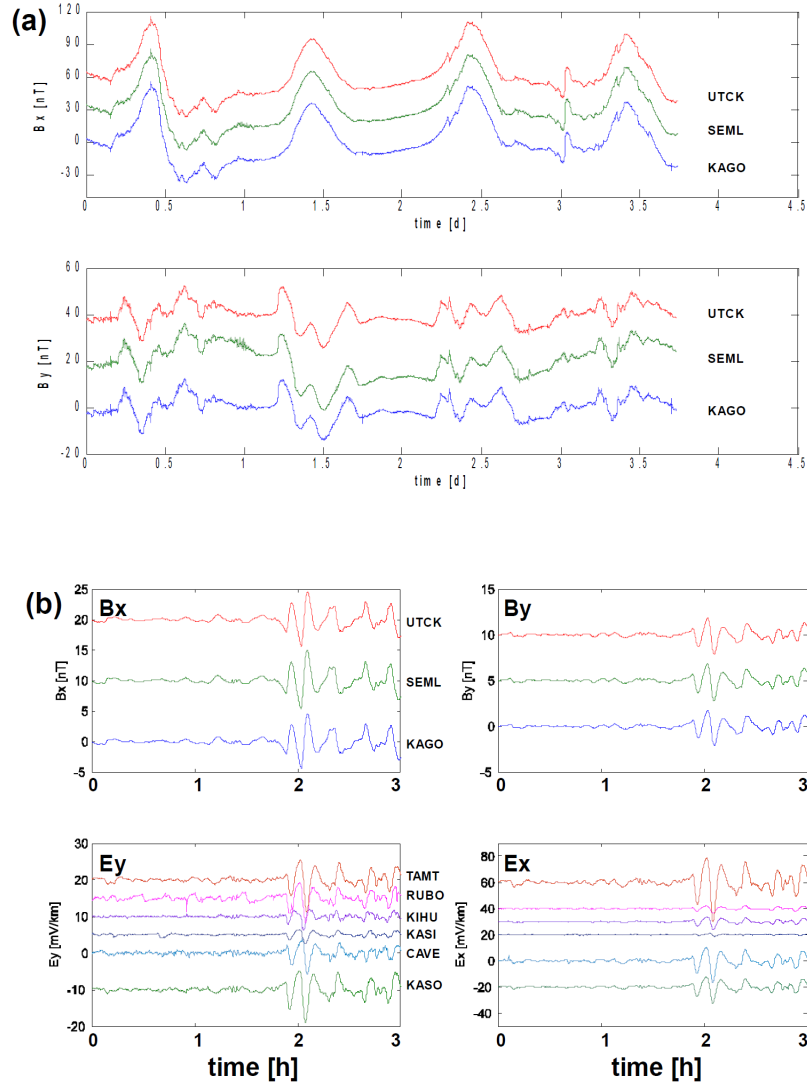


Abbildung 3.7: Zeitreihen

Beispiel für zeitliche Variationen des magnetischen- und tellurischen Feldes verschiedener Stationen. (a) Magnetfelder an drei Stationen für einen Zeitraum von vier Tagen, (b) magnetische- und tellurische Felder mehrerer Stationen für ein Zeitintervall von drei Stunden. Stationsstandorte siehe Stationsplan (Abbildung 3.4)

Zwischen den Magnetfeldstationspaaren RUBO-JACA und RUBO-SEML wurden Übertragungsfunktionen (T_{hor}) zwischen den horizontalen Komponenten berechnet und in Abbildung 3.8a und b dargestellt. Die Beträge von T_{hor} beider Stationspaare liegen für Perioden $> 300s$ nahe bei 1 und die Phasen nahe bei 0° . Die Abweichungen bei beiden Stationspaaren von diesen Idealwerten für kurze Perioden spiegeln wahrscheinlich den Einfluss interner Anteile an den gemessenen Magnetfeldern wieder, die an den Stationen JACA und SEML auf Grund ihrer Lage auf den gut leitenden Riftsedimenten gegenüber RUBO (auf dem RWZ Block gelegen) unterschiedlich zum Gesamtfeld beitragen. Die äußeren anregenden Magnetfelder werden als räumlich homogen angenommen.

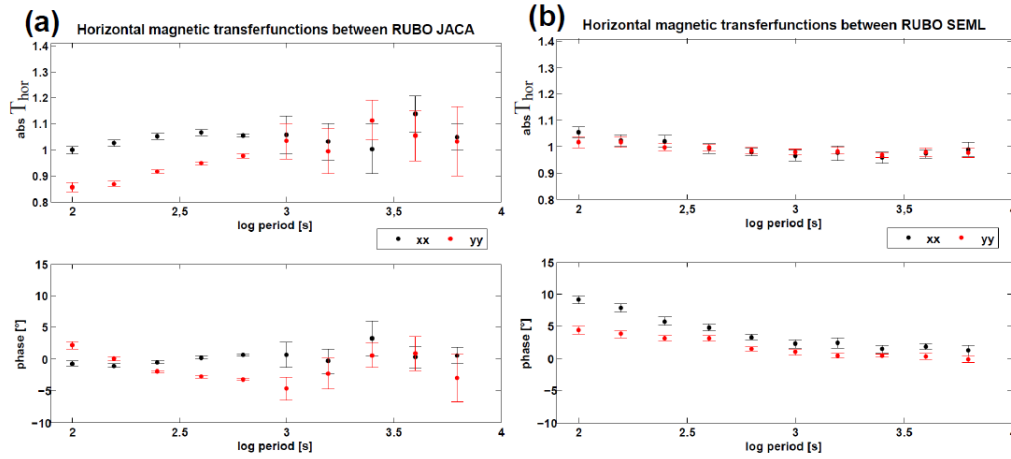


Abbildung 3.8: Übertragungsfunktionen horizontaler Magnetfelder
Absolutbetrag (oben) und Phase (unten) der horizontalen Magnetfeldübertragungsfunktionen (T_{hor}) (Richtungen: xx = Nord, yy = Ost) gegenüber der Periode.
Stationspaare: (a) RUBO-JACA, (b) RUBO-SEML

Äquatorialer Elektrojet

Polarisationseffekte an den Schichtgrenzen der Ionosphäre rufen im Bereich des magnetischen Äquators eine lokale Erhöhung der effektiven Leitfähigkeit hervor, die zu einer Stromverstärkung entlang des magnetischen Äquators führt. Der EEJ (engl.: equatorial electrojet) tritt in einer Höhe von ca. 90 - 130km auf der sonnenzugewandten Seite der Erde am magnetischen Äquator auf, die Ströme sind ostwärts (magnetisch) gerichtet (vgl.: Kertz 1969). Diese Ströme erzeugen einen zusätzlichen Anteil am magnetischen Horizontalfeld. Der magnetische Äquator liegt in Afrika bei ca 10° nördlicher Breite. Der EEJ hat eine Breitenausdehnung von ca. $\pm 4^\circ$, weswegen die Einflüsse auf die Quellfeldgeometrie, bezogen auf das am geographischen Äquator gelegene Messgebiet, vernachlässigt werden können (vgl. Kushinov et al. 2007).

3.6 Probleme bei der Datenerhebung

In diesem Abschnitt wird auf Geräteprobleme und deren Lösung eingegangen, die während der Datenerhebung bei der Messkampagne 2007 aufgetreten sind. Zum einen sind die Ag/AgCl Elektroden ausgelaufen, weswegen der Kontakt zum Boden verloren ging und die Messung des natürlichen tellurischen Feldes fehlerhaft war. Zum anderen gab es Probleme bei der Synchronisation der Geräteuhren mit der GPS-Zeit, weswegen die exakte Zeitbasis, die für eine Datenaufzeichnung mit T-MT Aufbau nötig ist, nicht gewährleistet war.

3.6.1 Gel-Elektroden

Bei Stationskontrollen während des Stationsaufbaus 2007 wurde festgestellt, dass die KCl Lösung der Elektroden ausgelaufen war. Dies äußerte sich zuerst in nicht induzierten Spannungsschwankungen zwischen je zwei Elektroden bei der Spannungskontrolle mit einem Multimeter und bestätigte sich nach dem Ausgraben der Elektroden. Die Kontrolle der aufgezeichneten Zeitreihen zeigte, dass die Elektroden teilweise bereits nach drei bis fünf Tagen ausgelaufen waren und den Kontakt zum Boden verloren hatten. Die Elektroden wurden daher bei jeder weiteren Kontrolle ausgegraben und neu befüllt.

Die Ursache des Auslaufens liegt neben den heißen und trockenen äußeren Bedingungen im Messgebiet in einem mechanischen Problem bei der Herstellung des Elektrodengehäuses. Die Keramik Fritten wurden auf Grund ihres geringen Durchmessers von 5mm nicht mit dem Gehäuse verklebt. Dadurch sollte verhindert werden, dass Klebstoff vom Rand in die Poren der Keramik eindringt und den bereits geringen Durchmesser und damit die elektrisch leitende Kontaktfläche zwischen Elektrode und Boden weiter verkleinert. Die Keramik Fritten wurden daher lediglich in zum Durchmesser der Keramik passende Löcher im Gehäuse eingepresst. Die erforderliche Dichtheit konnte dadurch aber nicht erreicht werden, was unter anderem an den Toleranzen des Durchmessers der Keramik Fritten von $\pm 0.5\text{mm}$ lag.

Bei der Suche nach einer Lösung für dieses Problem sind wir auf Nutilis (Abbildung 3.5a) gestoßen. Nutilis ist ein Dickungspulver auf der Basis von Algen und wird im medizinischen Bereich in Kliniken bei Patienten mit Schluckproblemen eingesetzt. Flüssigkeiten werden mit Nutilis eingedickt, um von Patienten leichter geschluckt werden zu können. Nutilis ist in der Apotheke frei erhältlich und laut Packungsbeilage kann eine "honig"-artige Konsistenz von Flüssigkeiten erzeugt werden.

Für eine Elektrode mit einer Füllmenge von 300ml KCl Lösung wurden nach einigen Tests zwei Portionen des beiliegenden Messlöffels verwendet, um die KCl Lösung leicht zu einer Art Gel einzudicken. Der hohe Salzgehalt des Gels verhindert eventuelles Faulen der organischen Substanzen. Bei einem Test vor dem Institut, bei dem eine herkömmliche Elektrode mit KCl Lösung und eine Gel Elektrode vergraben wurde, war der Flüssigkeitsverlust der herkömmlichen Elektrode in 30 Tagen deutlich, der der Gel-Elektrode gering. Die leicht veränderte Konsistenz der Salzlösung reicht aus, dass diese nicht mehr durch die undichten Stellen zwischen Keramik Fritten und Elektroden Gehäuse austritt.

Einfluss auf die Messergebnisse

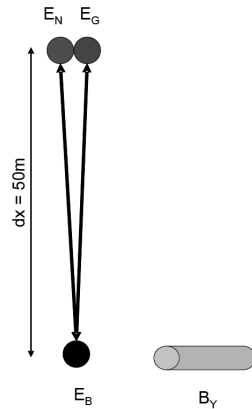


Abbildung 3.9: Gel-Elektroden Test: Schematischer Aufbau

Spannungsmessung zwischen: Gel-Elektrode (E_G) und Basis Elektrode (E_B), herkömmliche Elektrode (E_N) und Basis Elektrode (E_B) mit einer Distanz in Nordrichtung $dx = 50m$.

Zusätzliche Messung der Magnetfeldkomponente B_Y .

Im Rahmen einer Diplomarbeit im Vogelsberg (Löwer 2009) wurde der Einfluss der Gel Elektroden auf die Messergebnisse gegenüber herkömmlichen Elektroden getestet. Der Testaufbau ist in Abbildung 3.9 dargestellt. Es wurden eine Gel Elektrode (E_G) und eine herkömmliche Elektrode (E_N) in einem Loch vergraben und die Spannungen gegen eine gemeinsame Basis Elektrode (E_B) in 50m Entfernung in Nord-Süd Richtung mit der ADU07 (METRONIX) gemessen. Daraus wurden die elektrischen Felder E_{Gel} für die Gel Elektrode und E_{norm} für die herkömmliche Elektrode berechnet. Zusätzlich ist die Ost West Komponente (B_Y) des Magnetischen Feldes mit einer Induktionsschleife aufgezeichnet worden. E_{Gel} , E_{norm} und B_Y kennzeichnen die gemessenen Felder im Frequenzbereich. In den folgenden Energiedichtespektren wurden die von künstlichem Noise gestörten Spektrallinien $162/3Hz$, $50Hz$ und deren Multiplen wegen ihrer großen Amplituden zur bes-

seren Vergleichbarkeit der natürlichen Signale ausgeblendet. Die Frequenzachse ist zur Übersichtlichkeit linear dargestellt. Abbildung 3.10a zeigt das Energiedichtespektrum der Zeitreihe der Gel Elektrode (schwarz, durchgezogen) und der herkömmlichen Elektrode (rot, gestrichelt). Über den gesamten dargestellten Frequenzbereich zeigt sich eine hervorragende Übereinstimmung der Energiedichte beider Messungen. Die blaue Kurve stellt die Differenz zwischen der roten und der schwarzen Kurve dar und zeigt, dass der Unterschied zwischen den Spektren der herkömmlichen Elektrode und der Gel Elektrode nahezu zwei Dekaden kleiner als die Spektren selbst und damit sehr gering ist. In Abbildung 3.10b ist ein Ausschnitt aus Abbildung 3.10a von $0 - 250Hz$ zu sehen und zeigt neben den Spektren der E-Feld Messung noch zusätzlich in blau das Spektrum der B-Feld Messung und die frappierende Ähnlichkeit zwischen dem Energieinhalt der beiden Felder im Frequenzbereich.

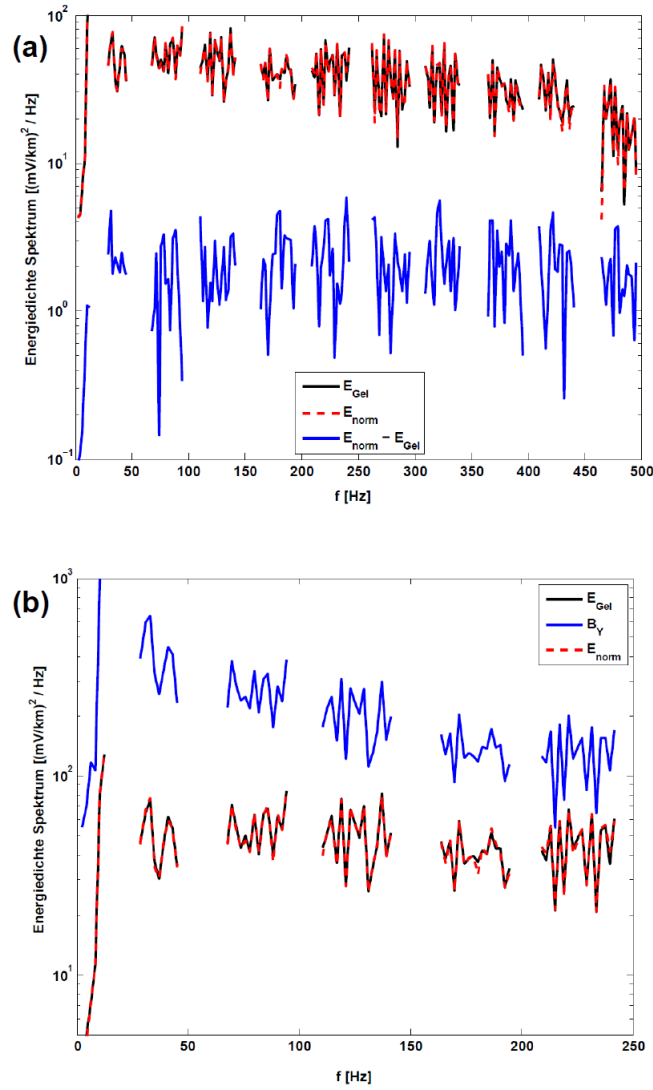


Abbildung 3.10: Spektren aus Gel-Elektroden Testmessung

(a) Energiedichtespektren der Felder E_{Gel} (schwarz), E_{norm} (rot) und Differenz beider Spektren (blau) gegenüber der Frequenz aufgetragen. (b) Ausschnitt der Spektren von $0 - 250\text{Hz}$ aus (a) mit Spektrum der Magnetfeldaufzeichnung (blau).

Zwischen E_{Gel} und E_{norm} wurden univariate Übertragungsfunktionen im Frequenzbereich berechnet und deren Betrag und Phase gegenüber der Periode aufgetragen:

$$T_{xy} = \frac{\langle XY^* \rangle}{\langle |Y|^2 \rangle} \quad (3.1)$$

wobei X, Y stellvertretend E_{Gel} , E_{norm} , B_Y sein kann. Abbildung 3.11a zeigt die Übertragungsfunktionen, die einerseits aus dem Ansatz $E_{Gel} = T_{xy}E_{norm}$ (schwarze Punkte)

und andererseits aus $E_{norm} = T_{xy}E_{Gel}$ (graue Kreise) berechnet wurden. Die Absolutbeträge der schwarzen und grauen Kurve liegen bei Eins und die Phasen bei Null von $204Hz$ bis $8Hz$. Für den länger periodischen Bereich wird die Übereinstimmung schlechter, was auf schwache natürliche Anregung in diesem Frequenzbereich (dead band) zurückgeführt werden kann und auch in der Arbeit von Löwer (2009) ähnliche Probleme verursacht hatte.

Univariate Übertragungsfunktionen aus den Ansätzen $E_{Gel} = T_{xy}B_y$ und $E_{norm} = T_{xy}B_y$ zwischen elektrischen- und magnetischen Feldern wurden berechnet und in Abbildung 3.11b als ρ_a - und Phasen Werte gegenüber der Periode dargestellt. Die schwarze Kurve zeigt die Übertragungsfunktion E_{Gel}/B_Y und die graue Kurve E_{norm}/B_Y . Beide Kurven zeigen nur geringe Abweichungen von einander über dem berechneten Frequenzbereich von $204Hz$ bis $1Hz$ und zeigen dass das Gel im Vergleich zu herkömmlichen Elektroden keinen Störeinfluss auf die Messergebnisse hat.

Der Grund für das Auslaufen der Frankfurter Elektroden wird auf mechanische Probleme zurückgeführt. Die hier vorgestellte Methode zur Abdichtung von $Ag/AgCl//KCl(H_2O)$ Elektroden stellt eine preiswerte Alternative zum Bau bzw. Kauf neuer Elektroden dar.

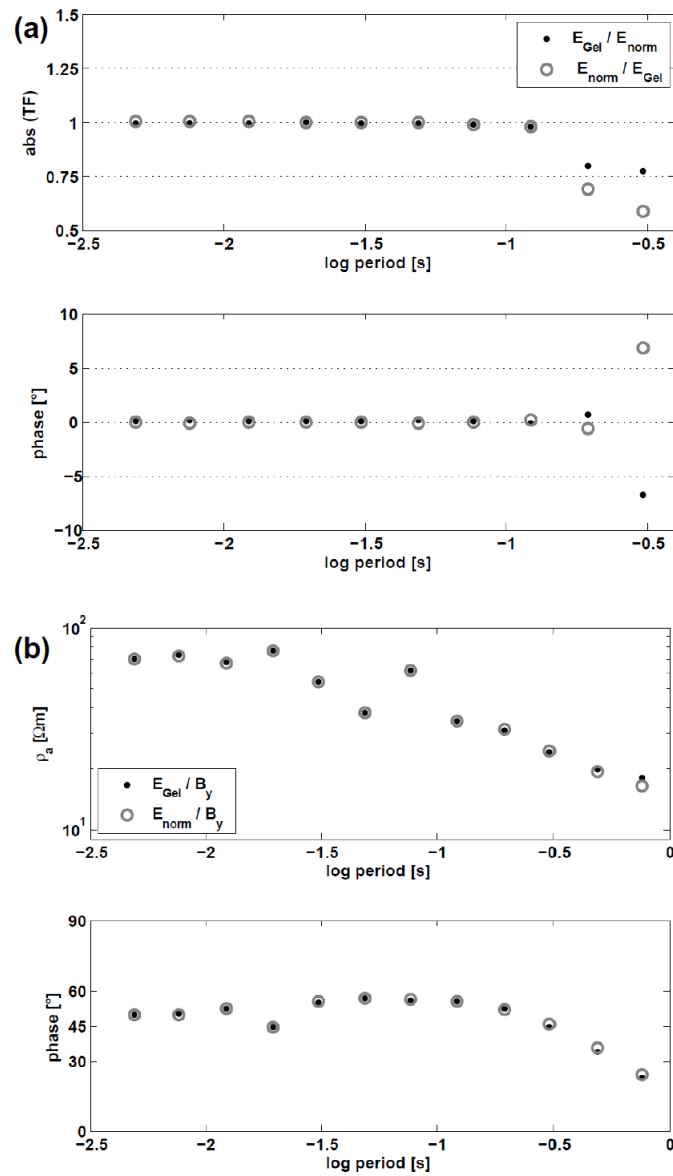


Abbildung 3.11: Univariate Übertragungsfunktionen aus Gel-Elektroden Test
 (a) Absolutbetrag (oben) und Phase (unten) von univariaten Übertragungsfunktionen zwischen E_{Gel}/E_{norm} (schwarze Punkte) und E_{norm}/E_{Gel} (graue Kreise). (b) Absolutbetrag (oben) und Phase (unten) von univariaten Übertragungsfunktionen zwischen E_{Gel}/B_y (schwarze Punkte) und E_{norm}/B_y (graue Kreise)

3.6.2 Uhrendrift der GEOLORE Datenlogger

Die Erhebung von Messdaten mit dem T-MT-Aufbau setzt voraus, dass die internen Uhren der verwendeten Datenlogger exakt laufen, da Aufzeichnungen von unterschiedlichen Messgeräten zeitlich aufeinander bezogen werden. Die erforderliche Genauigkeit wird bei den Datenloggern GEOLORE zum einen durch einen Uhrenquarz, dessen Temperaturdrift kompensiert wird, und zum anderen durch Synchronisation der Gerätezeitbasis mit dem GPS-Sekundentakt, der über den GPS Empfänger empfangen wird, erreicht. Aus den Messdaten der ersten Messkampagne im Frühjahr 2007 konnten keine stabilen Übertragungsfunktionen berechnet werden, da die Synchronisation der Geräteuhren mit dem GPS Zeitsignal nicht funktionierte und somit die erforderliche Genauigkeit der Zeitbasis nicht gewährleistet war. Die Unsicherheit bezog sich auf die berechneten Phasen von Stationen bei denen Magnetfeldkomponenten und tellurische Feldkomponenten von verschiedene Stationen kombiniert wurden.

Kreuzkorrelation

Die Messdaten wurden mit Hilfe einer Kreuzkorrelation verglichen und anschliessend korrigiert. Der Prozess wird stellvertretend an den Stationen SEML und TAMT gezeigt. Die Daten der übrigen Stationen wurden analog bearbeitet. Das Verfahren beruht auf den Programmen und dem Vorgehen das bei Häuserer (2007) beschrieben wird und wurde im letzten Programmschritt verfeinert. Dem Verfahren liegt eine Kreuzkorrelation zu Grunde, mit der die Zeitreihen zweier Stationen verglichen wurden und die ein Maß für die Ähnlichkeit der beteiligten Zeitreihen gibt. Die Kreuzkorrelation berechnet sich aus der Kreuzkovarianzfunktion (KKV) die mit den Standardabweichungen der beteiligten Datensätze normiert wird. Die Kreuzkovarianzfunktion $C_{xy}(k)$ für die beiden um k verschobenen Datensätze $x(n)$ und $y(n+k)$ lautet:

$$\frac{1}{N-|k|}C_{xy}(k) = \begin{cases} \frac{1}{N-|k|} \cdot \sum_{n=1}^{N-k} \left(x_n - \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \right) \left(y_{n+k} - \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N y_i \right) & \Rightarrow k \geq 0 \\ \frac{1}{N-|k|} \cdot \sum_{n=1}^{N-|k|} \left(x_{n+|k|} - \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \right) \left(y_n - \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N y_i \right) & \Rightarrow k < 0 \end{cases} \quad (3.2)$$

$x(n)$ und $y(n)$ haben beide N Datenpunkte.

Der Kreuzkorrelationskoeffizient (KKK) γ_k zur Verschiebung k lautet mit den Standardabweichungen s_x und s_y von $x(n)$ und $y(n)$:

$$\gamma_k = \frac{C_{xy}(k)}{s_x s_y} \quad (3.3)$$

Für γ_k gilt: $0 < |\gamma_k| \leq 1$.

Die beiden Datenmengen $x(n)$ und $y(n)$ werden schrittweise um einen Datenpunkt gegeneinander verschoben und zu jeder Verschiebung k nach Gleichung 3.3 wird der Kreuzkorrelationskoeffizient berechnet. Der Betrag von γ_k liegt zwischen Null und Eins.

Bei der Verschiebung k_M , bei der die Kreuzkorrelation das Maximum erreicht, sind die beiden Datenmengen am ähnlichsten.

Die Messdaten werden in vier Programmschritten auf die Kreuzkorrelation vorbereitet. Im ersten Schritt werden die Rohzeitreihen von zwei Stationen eingelesen und dem Typ (B-Feld oder E-Feld) entsprechend skaliert. Danach werden die Zeitreihen mit einem Hochpassfilter gefiltert um langwellige Trends zu eliminieren. Dazu wird ein Butterworth-Filter mit einer Filterordnung drei und einer Grenzfrequenz von $0,01\text{Hz} \hat{=} 100\text{s}$ verwendet. Im dritten Schritt wird festgelegt, welche Komponenten der beiden Stationen korreliert werden sollen, und über die GPS Startzeiten der gemeinsame Startzeitpunkt bestimmt. In Schritt vier werden die Parameter für die Kreuzkorrelation gesetzt. Hier erwies sich eine maximale Fensterlänge von $F_{max} = 1200$ Datenpunkten und eine maximale Verschiebung $k_{max} = 200$ Datenpunkten als günstig. Die gewählten Zeitreihen der ersten und zweiten Station werden für die Kreuzkorrelation in Zeitfenster mit F_{max} Datenpunkte unterteilt, das entspricht bei der verwendeten Abtastrate von 4Hz einer zeitlichen Länge von 300s . Der Kreuzkorrelationskoeffizient γ_k wird z.B. zwischen dem ersten Zeitfenster von Station eins und dem ersten Zeitfenster der Station zwei für jede Verschiebung k zwischen $\pm k_{max}$ berechnet, und der maximale γ_{k_M} aus allen γ_k bestimmt. Das k_M bei dem die Kreuzkorrelation ihr Maximum erreicht gibt an um wie viele Datenpunkte das Zeitfenster der ersten Zeitreihe gegenüber dem Zeitfenster der zweiten Zeitreihe verschoben ist. Diese Berechnung wird für alle Zeitfenster durchgeführt und anschliessend werden alle k_M gegenüber den Zeitfenstermittelpunkten, aus denen sie berechnet werden, aufgetragen.

In Abbildung 3.12 sind die k_M gegenüber dem des Zeitfensters zu dem es bestimmt wurde in schwarz aufgetragen. Die Zeitfenster, die mit grauen Kreisen markiert sind, werden später beschrieben. Es wurden nur Zeitfenster ausgewählt, bei denen γ_{k_M} zwischen 0,5 und 1 lag. Wenn die Uhren der Datenlogger korrekt laufen, sollte zu jedem Zeitfenster $k_m = 0[\text{samples}]$ gelten, da die Zeitreihen nicht gegeneinander verschoben sind. Die Abbildung zeigt, im Bereich zwischen $0 < k_M < 10[\text{samples}]$ für alle Zeitfenster eine deutliche Aneinanderreihung von k_M Werten. Die Zeitreihen von SEML und TAMT sind zu Beginn der gemeinsamen Aufzeichnung um 9 samples relativ gegeneinander verschoben. Zum Aufzeichnungsende hin geht die Verschiebung gegen 0 Samples. Der Verlauf ist nicht linear und weist im Bereich der Zeitfenster um $0,2 \cdot 10^{-6}\text{s}$ eine Stufe auf. Die Streuung (z.B. Bereich A) kann dadurch erklärt werden, dass die Zeitreihen Ausreisser enthalten die bei der Kreuzkorrelation anstelle des natürlichen Signals korreliert werden. Aus der Korrelation kann geschlossen werden, dass die beiden Zeitreihen keine synchrone Zeitbasis haben und der zeitliche Unterschied zwischen den Zeitreihen kann nur relativ angegeben werden und nicht absolut, da alle Uhren der Datenlogger unterschiedlich gedriftet sind und es keine korrekt gelaufene Referenzstation gibt.

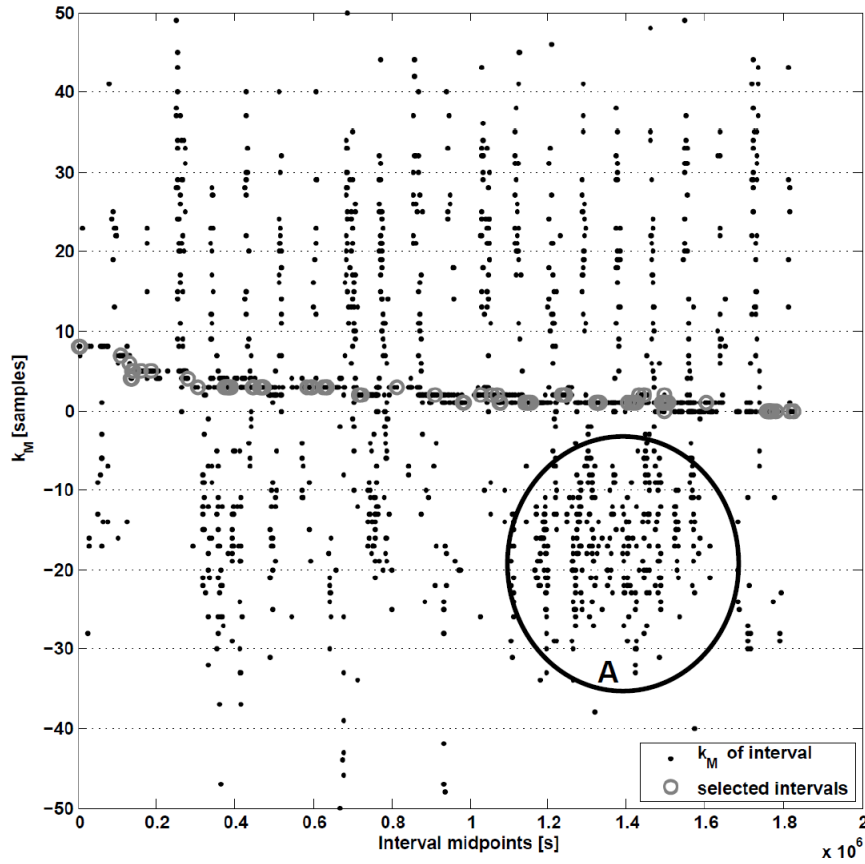


Abbildung 3.12: Kreuzkorrelation: SEML - TAMT

Die Verschiebung k_M in Samples bei der das Maximum γ_{k_M} liegt ist gegen den Mittelpunkt des Zeitintervalls zu dem γ_k berechnet wurde aufgetragen (schwarze Punkte). Graue Kreise markieren die Zeitfenster bei denen sich γ_{k_M-1} und γ_{k_M+1} mindestens 10% von γ_{k_M} unterscheiden. Mit A ist ein Bereich markiert, bei dem z.B. Ausreisser in gestörten Zeitreihen korreliert wurden und nicht natürliches Signal.

Bei der Suche nach geeigneten Stützstellen für eine Korrekturkurve wurden zunächst die Zeitfenster gewählt, die einen hohen Korrelationswert hatten. Abbildung 3.13 zeigt beispielsweise die Zeitfenster der Station SEML und TAMT (Abbildungen 3.13a und b), die korreliert wurden und Abbildung 3.13c den Korrelationskoeffizienten γ_k der gegenüber den Verschiebungen k aufgetragen wurde. γ_k hat bei $k_M = 15[\text{samples}]$ ein Maximum (graues Kreuz) mit $\gamma_{k_M} = 0,95$. Abbildung 3.14 zeigt einen vergrößerten Ausschnitt um das Maximum für die k Werte zwischen $10 < k < 20$. Die Werte von γ_k in diesem Bereich unterscheiden sich vom Maximum $\gamma_{k_M} = 0,95$ nur geringfügig, teilweise nur in der 3. oder 4. Nachkommastelle. Die Position des Maximums γ_{k_M} kann daher nicht sicher aus den Zeitfenstern mit *nur* einem hohen γ_{k_M} bestimmt werden.

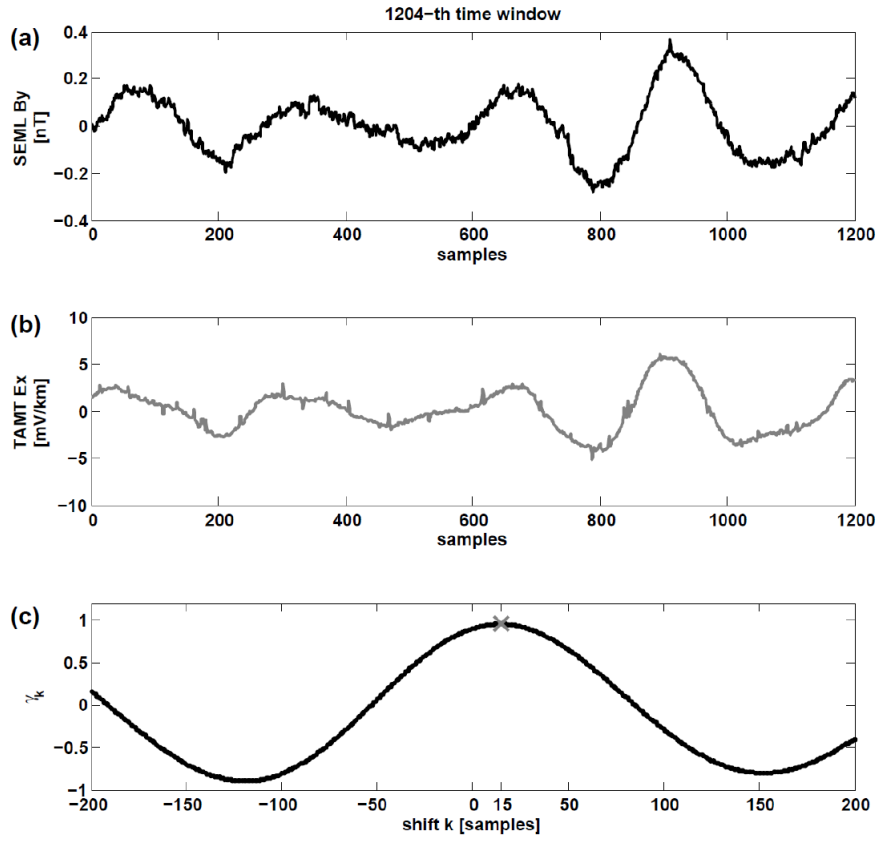


Abbildung 3.13: Zeitfenster Nr.: 1204, Kreuzkorrelation SEML und TAMT
 (a) Zeitreihe der *By*-Aufzeichnung der Station SEML, (b) Zeitreihe der *Ex*-Aufzeichnung der Station TAMT, (c) Kreuzkorrelationskoeffizient γ_k gegenüber der Verschiebung k aufgetragen, das Maximum γ_{k_M} ist bei $k_M = 15[\text{samples}]$ mit einem grauen Kreuz markiert.

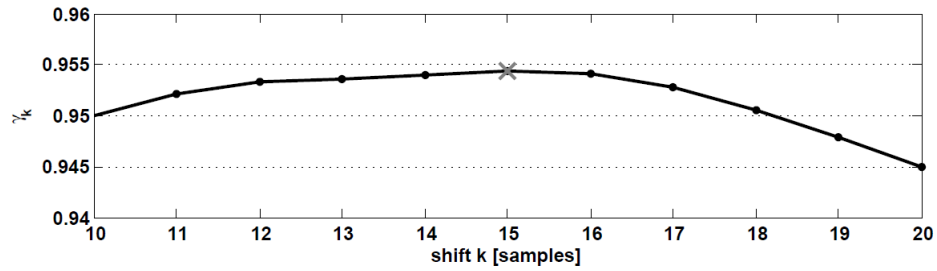


Abbildung 3.14: Ausschnitt der Abbildung 3.13
 Der Ausschnitt für $10 < k < 20$ zeigt die geringen Unterschiede von γ_k im Bereich um das Maximum γ_{k_M} und damit die erschwerte Zuweisung eines eindeutigen Maximums.

Bei der Betrachtung der Zeitfenster mit hohen γ_{k_M} Werten sind einige Zeitfenster aufgefallen, von denen ein Beispiel in Abbildung 3.15 dargestellt ist. Die Zeitfenster der beiden Stationen zeigen eine sehr ähnliche Folge von auffälligen Spikes. Die Abbildungen 3.15a und b zeigen wieder Zeitfenster der Stationen SEML und TAMT, die korreliert wurden, und Abbildung 3.15c den KKK gegenüber k . γ_k zeigt an der Stelle $k_M = 13[samples]$ ein eindeutiges Maximum $\gamma_{k_M} = 0,87$. Die Zeitreihe der Magnetfeldstation SEML und der Tellurikstation TAMT zeigen vergleichbare Signaturen mit Spikes.

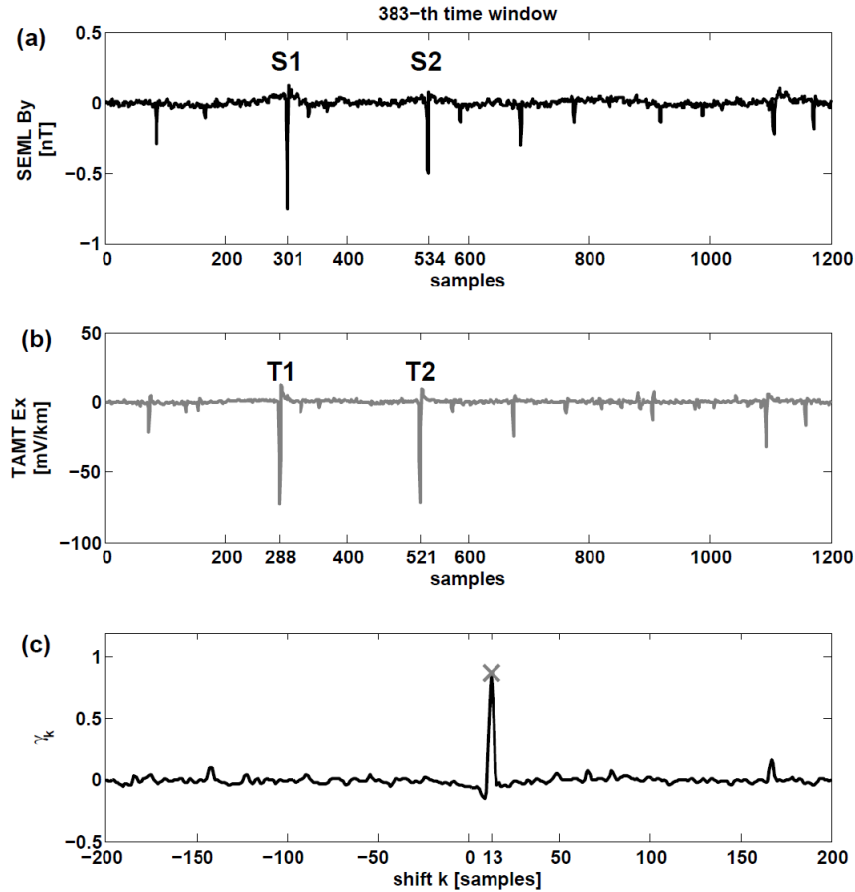


Abbildung 3.15: Zeitfenster Nr.: 383, Kreuzkorrelation SEML und TAMT
(a) Zeitreihe der *By*-Aufzeichnung der Station SEML, (b) Zeitreihe der *Ex*-Aufzeichnung der Station TAMT, (c) Kreuzkorrelationskoeffizient γ_k gegenüber der Verschiebung k aufgetragen, das Maximum γ_{k_M} ist bei $k_M = 13[samples]$ mit einem grauen Kreuz markiert. S1, S2, T1 und T2 markieren Spikes und deren Position auf der x-Achse in Samples.

Die Positionen ausgewählter Spikes (S1, S2, T1, T2) in Samples ist in Abbildung 3.15 auf der x-Achse markiert. Die Tabelle 3.1 zeigt die Differenzen der Spikepositionen untereinander. Die Differenzen A und B demonstrieren, dass die Spikes in den unterschiedlichen

Spikename	Spikeposition [Samples]	Differenzbezeichnung	Differenz [Samples]
S1	301	A	$ S2 - S1 = 233$
S2	534	B	$ T2 - T1 = 233$
T1	228	C	$ S1 - T1 = 13$
T2	521	D	$ S2 - T2 = 13$

Tabelle 3.1: Differenz der Spikepositionen

Zeitreihen zu einem Ereignis gehören und die Differenzen C und D geben die Anzahl der Samples an, um die die Zeitreihen gegeneinander verschoben sind. Diese Verschiebung von 13 Samples aus den Differenzen C und D stimmen exakt mit der Verschiebung k_M überein, die über die Kreuzkorrelation zwischen den beiden Zeitfenstern bestimmt wurde.

Die benachbarten Zeitfenster zeigten eine ähnliche Signatur mit Spikes. Es stellte sich heraus, dass die Anzahl der zusammengehörigen Zeitfenster mit Spikes begrenzt sind und somit eine Gruppe mit einer zeitlichen Dauer von ca. 30min. bildet. In den Zeitreihen wurden in unregelmässigen Abständen weitere dieser Gruppen gefunden. Aus diesem Grund und wegen der Beobachtung, dass diese Gruppen auch an den anderen Stationen im Messgebiet auftreten, wird davon ausgegangen, dass Blitze aus lokalen Gewittern, die in diesen Breiten häufig auftreten die Ursache für die Spikes sind.

Um Zeitfenster mit einem eindeutigen γ_{k_M} zu finden wurde als Bedingung gesetzt, dass sich die benachbarten Werte γ_{k_M-1} und γ_{k_M+1} mindestens 10% von γ_{k_M} unterscheiden müssen. Die Zeitfenster, die dieses Kriterium erfüllen, sind in Abbildung 3.12 mit grauen Kreisen eingezeichnet. Entlang dieser Stützstellen wurde eine Korrekturkurve angelegt mit der die Zeitreihen gegeneinander korrigiert wurden. Diese Schritte sind in der Diplomarbeit von Häuserer (2007) ausführlich beschrieben. Abbildung 3.16 zeigt eine Kreuzkorrelation der korrigierten Zeitreihen und demonstriert, dass die Zeitreihen nach der Korrektur relativ zueinander die gleiche Zeitbasis haben und nicht mehr gegeneinander verschoben sind. Damit liefern sie die Voraussetzung um stabile Übertragungsfunktionen, im Bezug auf die Zeitbasis, zwischen diesen beiden Stationen berechnen zu können. Diese Korrektur wurde für alle Stationen an denen im Jahr 2007 gemessen wurde durchgeführt und anschliessend konnten aus den korrigierten Daten Übertragungsfunktionen berechnet werden. An der Station KATO war als einzige Ausnahme keine Korrelation möglich. Die Ursache der Uhrendrift konnte auf die fehlerhafte Kommunikation der GEOLORE Datenlogger mit den GPS Empfängern zurückgeführt und behoben werden. Anschliessende Tests, bei dem zwei Magnetfeldstationen mit ca. zwei Monaten Laufzeit miteinander korreliert wurden, haben ergeben, dass die Uhren stabil laufen und stabile Übertragungsfunktionen - ohne vorherige Korrektur der Zeitbasis - berechnet werden können. Die Messdaten die im Jahr 2008 erhoben wurden müssen daher nicht korrigiert werden und können direkt zur Übertragungsfunktionsberechnung verwendet werden.

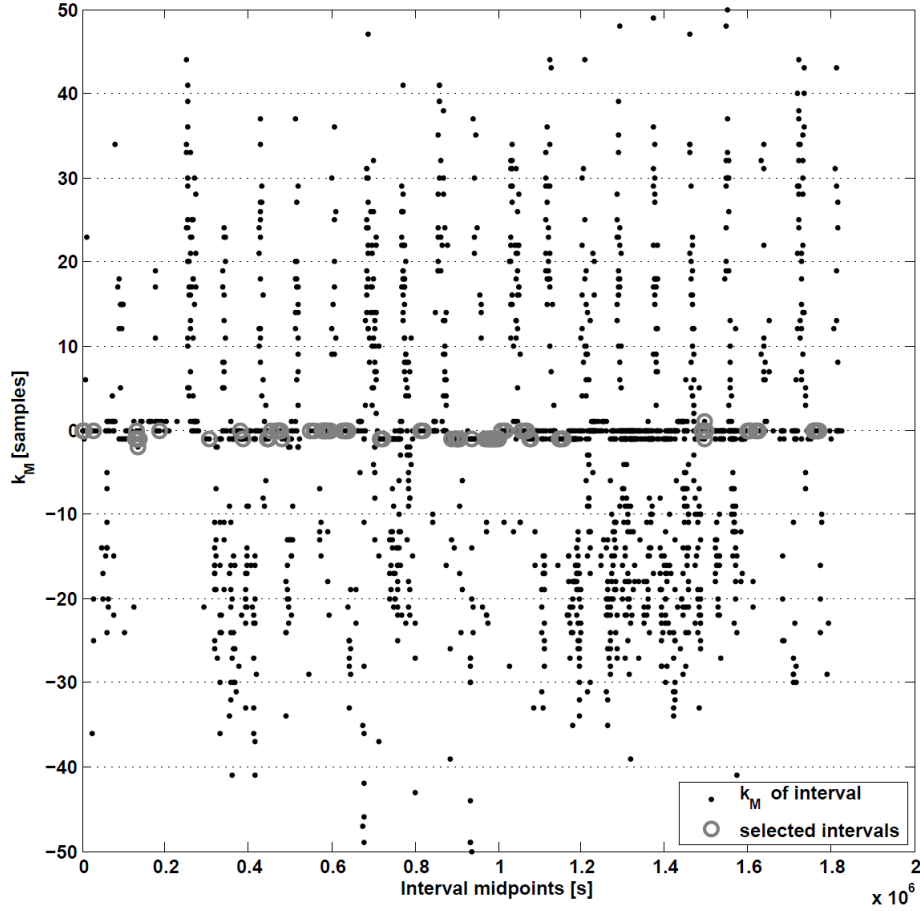


Abbildung 3.16: Kreuzkorrelation: SEML - TAMT nach Korrektur

Die Verschiebung k_M in Samples bei der das Maximum γ_{k_M} liegt ist gegen den Mittelpunkt des Zeitintervalls zu dem γ_k berechnet wurde aufgetragen (schwarze Punkte). Graue Kreise markieren die Zeitfenster bei denen sich γ_{k_M-1} und γ_{k_M+1} mindestens 10% von γ_{k_M} unterscheiden.

3.6.3 Station CAVE: Ergebnisse aus den Jahren 2007 und 2008

An der Station CAVE wurden während beider Messkampagnen 2007 und 2008 tellurische Felder aufgezeichnet. 2007 sind die in diesem Kapitel beschriebenen Probleme (auslaufende Elektroden, Drift der Datenlogger Uhren) aufgetreten und korrigiert worden. Nach der Korrektur der Uhrendrift sind Übertragungsfunktionen mit den Magnetfeldaufzeichnungen der Station KAGO berechnet worden. Bei der Messkampagne 2008 wurden Gel-Elektroden verwendet und die Uhren der Datenlogger wurden erfolgreich mit dem GPS Zeitsignal synchronisiert. 2008 wurden die Übertragungsfunktionen an der Station CAVE mit den Magnetfeldern der Station RUBO berechnet. Die nicht rotierten Übertragungsfunktionen von 2007 und 2008 sind als ρ_a und Phasen-Werte der xy-

und yx- Komponenten in Abbildung 3.17 dargestellt. Die yx-Komponenten aus beiden Messungen zeigen eine gute Übereinstimmung sowohl bei den ρ_a Werten als auch bei den Phasen, die zu langen Perioden hin den Quadranten verlassen und auf Werte über 90° ansteigen. Auf den Verlauf der Kurven wird im nächsten Kapitel eingegangen. Die Phasen der xy-Komponenten der Messungen von 2007 und 2008 stimmen ebenfalls gut überein. Die ρ_a -Kurven dieser Komponente haben einen sehr ähnlichen Verlauf, zeigen aber einen Unterschied im Niveau, der auf “static shift” Effekte hindeutet. Die ρ_a -Werte, die 2008 gemessen wurden sind höher als die 2007 gemessenen. Der Aufbau der Tellurik Station CAVE war 2007 und 2008 bis auf die Auslagenlängen identisch. 2008 wurden 10m kürzere Auslagen verwendet. Der “static shift” Effekt bezieht sich nur auf die Nord-Elektrode der L-Auslage, da die Ost-Komponente davon nicht betroffen ist (vgl.: ρ_a der yx-Komponenten von 2007 und 2008 in Abbildung 3.17). Aufgrund der kleineren Widerstände der xy-Komponenten 2007 muss die Nord Elektrode 2007 in einer lokal feuchteren Umgebung vergraben worden sein als 2008, da bei diesen Messungen höhere Widerstände berechnet wurden.

Zu kurzen Perioden $< 25s$ hin zeigt sich eine schlechtere Übereinstimmung der Ergebnisse von 2007 und 2008, was auf schwächere natürliche Anregung in diesem Periodenbereich zurückgeführt werden könnte, zumal dies alle Komponenten betrifft.

Der Vergleich der Ergebnisse von 2007 und 2008 zeigt einerseits, dass die Gel-Elektroden die Messergebnisse nicht negativ beeinflussen, und andererseits, dass die Korrektur der Uhrendrift in den Daten von 2007 erfolgreich und korrekt war (identische Phasen 2007 und 2008). Der Vergleich zeigt weiterhin, dass zwischen den jeweils zeitlich parallel gelaufenen Stationspaaren (CAVE-KAGO und CAVE-RUBO), bei denen die Magnetfelder zeitlich und räumlich getrennt aufgezeichnet wurden, identische Übertragungsfunktionen berechnet werden können.

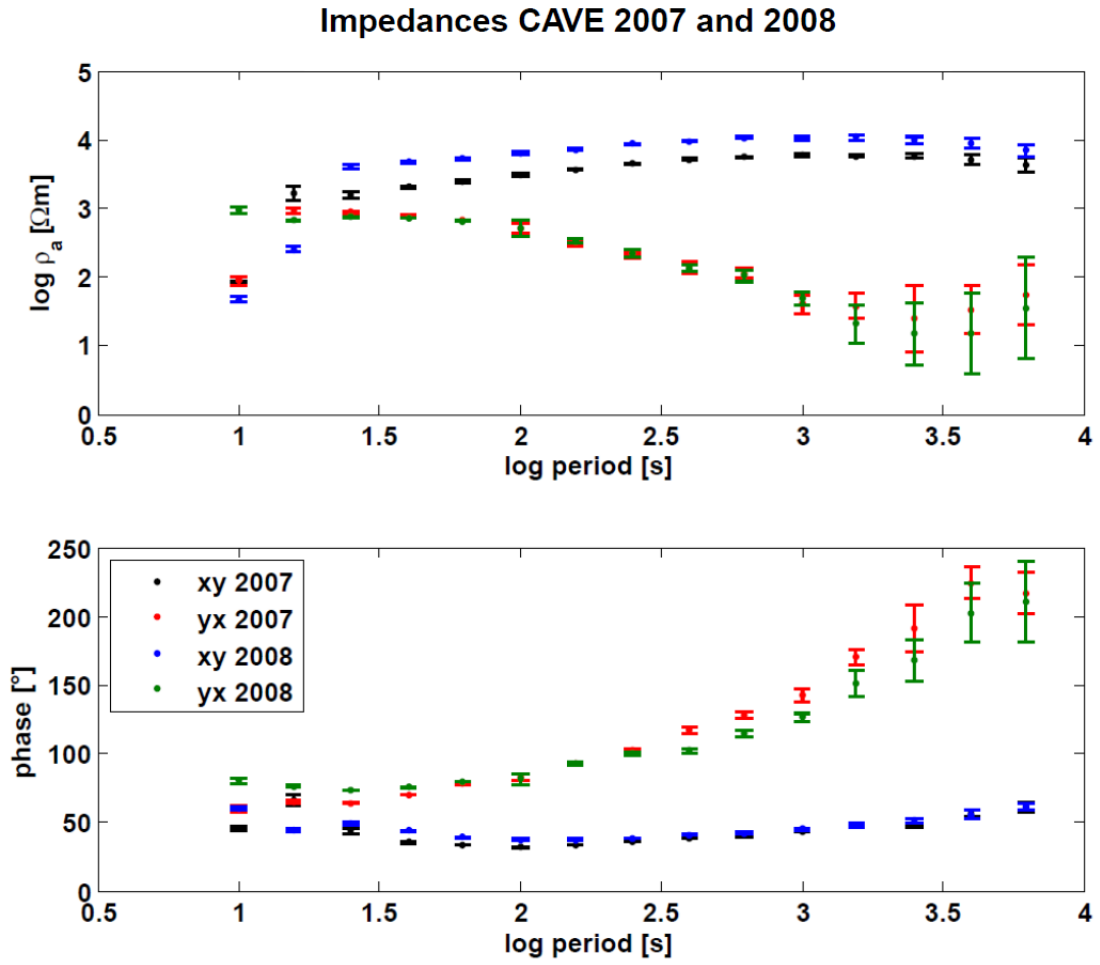


Abbildung 3.17: Impedanzen der Station CAVE gemessen in den Jahren 2007 und 2008 ρ_a (oben) und Phase (unten) der Nebendiagonalelemente der Impedanztensoren gegenüber der Periode: xy 2007 (schwarz), yx 2007 (rot), xy 2008 (blau), yx 2008 (grün).

4 Auswertung und Darstellung der Messdaten

In diesem Kapitel wird das Processingverfahren, das im Laufe dieser Arbeit entstanden ist, beschrieben. Anschließend werden die Messdaten als ρ_a - und Phasenwerte für einige Stationen exemplarisch dargestellt. Ein Hauptaugenmerk liegt auf der Phasen Tensor Analyse und der von den Phasen Tensor Ellipsen abweichenden Darstellung der Phasen Tensor Invarianten mit Phasen Tensor Balken.

4.1 Datenprocessing

Im Rahmen der Diplomarbeit von Häuserer (2007) wurde an der Goethe Universität Frankfurt/Main ein Datenprocessing basierend auf statistisch robusten Verfahren (Ritter et al. (1998), Junge (1992)) mit der Programmiersprache MATLAB® entwickelt. Das Datenprocessing wurde in dieser Arbeit um einen robusten Median Schätzer, ähnlich dem von Smirnov (2003) vorgestellten, erweitert.

Filtern der Messdaten

Im ersten Programmschritt werden die horizontalen Tellurischen Felder (e_x, e_y) der reinen Tellurik Stationen mit den Magnetfeldern (b_x, b_y, b_z) einer ausgewählten Magnetfeld Station zu einer MT Station mit 5 Komponenten zusammengefügt. Die E-Felder werden mit den Elektrodenauslagenlängen und die Magnetfelder mit den Magnetometerskalenfaktoren auf die in der Magnetotellurik gebräuchlichen Einheiten skaliert. Über die GPS Startzeiten der einzelnen Stationen wird die zeitliche Schnittmenge der Messdaten bestimmt. Anschließend werden die Stationen (wie bei Häuserer 2007) in mehreren Durchläufen mit einem Bandpassfilter gefiltert und dezimiert. Dadurch entstehen mehrere neue Dateien mit unterschiedlichen Frequenzinhalten, die anschließend processiert werden.

Die LMT Zeireihen wurden in drei Durchläufen gefiltert und jeweils um den Faktor 10 dezimiert. Das Bandpassfilter setzt sich aus einem Hochpassfilter mit der Ordnung $n_{hp} = 3$ und einem Tiefpassfilter $n_{lp} = 6$ zusammen. Für beide Filter wurde ein Butterworth-Filter aus der Matlabbibliothek verwendet. Die neuen Abtastraten der gefilterten, dezimierten Zeitreihen und die Grenzfrequenzen der Filter ändern sich mit dem Dezimierungsfaktor und sind in Tabelle: 4.1 aufgeführt.

Dateiname	Abtastrate [s]	T_{hp} [s]	T_{lp} [s]
Stationsname_a	1	200	4
Stationsname_b	10	2000	40
Stationsname_c	100	20000	400

Tabelle 4.1: Filterparameter für LMT Daten

Die Grenzfrequenzen T_{hp} für das Hochpassfilter und T_{lp} für das Tiefpassfilter sind wegen der langperiodischen Daten in Sekunden angegeben. Bei der Wahl der Grenzfrequenz für den Tiefpassfilter und der Abtastrate wurde das Nyquist-Kriterium berücksichtigt. Die Grenzfrequenz des ersten Tiefpassfilters wurde mit 4s gewählt, da in diesem Periodenbereich die Filterkurve des Tiefpassfilters der LMT Messgeräte, mit einer Grenzfrequenz von 1s, abgeklungen ist.

Datenprocessing mit einem Median Schätzer

Der Aufbau des Datenprocessings und die Umsetzung in Matlab ist in allen Einzelheiten bei Häuserer (2007) beschrieben, weswegen an dieser Stelle nur auf die wichtigen Eckpunkte eingegangen werden soll. Ziel des Datenprocessings ist es Übertragungsfunktionen zwischen den gemessenen Feldern zu schätzen. Dazu wird eine bivariate, lineare Ausgleichsrechnung basierend auf der Methode der kleinsten Quadrate durchgeführt.

Die Zeitreihen werden in K kürzere Zeitfenster (Einzeleffekte oder Events) unterteilt. Für jedes dieser Zeitfenster wird die Analyse separat durchgeführt. Die gemessenen EM Felder dieses Zeitfensters werden mit einer Fast Fourier Transformation (FFT) aus der Matlabbibliothek vom Zeitbereich (e_x, e_y, b_x, b_y, b_z) in den Frequenzbereich (E_x, E_y, B_x, B_y, B_z) überführt. Im Frequenzbereich werden die Messdaten mit den Gerätefilterfunktionen dividiert um die Faltung der natürlichen Signale mit den Gerätefilterfunktionen im Zeitbereich rückgängig zu machen. Anschließend werden für $M = 5$ logarithmisch äquidistante Zielfrequenzen pro Dekade geglättete Auto- und Kreuzspektren berechnet. Die Analyse wird für jede Zielfrequenz separat durchgeführt. Die geglätteten Spektren gehen in die bivariate, lineare Ausgleichsrechnung basierend auf der Methode der kleinsten Quadrate ein, über die die Elemente des Impedanztensors (\underline{Z}) bestimmt werden. Die $Z_{xy,k}$ Komponente des Impedanztensors des k -ten Zeitfensters wird über Gleichung 4.1 berechnet. Z_{xy} soll als Beispiel dienen, die übrigen Komponenten des Impedanztensors werden analog berechnet.

$$Z_{xy,k} = \frac{S_{E_x B_y, k} S_{B_x B_x, k} - S_{E_x B_x, k} S_{B_x B_y, k}}{S_{B_x B_x, k} S_{B_y B_y, k} - S_{B_x B_y, k} S_{B_y B_x, k}} \quad (4.1)$$

In Gleichung 4.1 gehen die geglätteten Auto- und Kreuzspektren ein. Sie berechnen sich über: $S_{IJ} = \langle I \cdot J^* \rangle$, wobei I, J die Fouriertransformierten der beteiligten Felder, J^* das Komplexkonjugierte von J und die spitzen Klammern die Mittelung (Glättung) über mehrere Frequenzlinien im Spektrum darstellen.

Bei dem robusten Processing, das bei Häuserer (2007) beschrieben ist, wird der Impedanztensor durch Summation der Auto- und Kreuzspektren aller K Zeitfenster berechnet.

In Gleichung 4.2 wird die Summation über alle Zeitfenster durch die spitzen Klammern ausgedrückt.

$$Z_{xy} = \frac{\langle S_{E_x B_y} S_{B_x B_x} w_{xy} \rangle_k - \langle S_{E_x B_x} S_{B_x B_y} w_{xy} \rangle_k}{\langle S_{B_x B_x} S_{B_y B_y} w_{xy} \rangle_k - \langle S_{B_x B_y} S_{B_y B_x} w_{xy} \rangle_k} \quad (4.2)$$

Zu jedem Zeitfenster k und jeder Komponente Z_{ij} wird ein Gewicht w_{ij} berechnet, wobei $i, j = x, y$. Als Gewicht wurde die partielle Kohärenz gewählt, deren Wert zwischen null und eins liegt und der direkt als Gewicht verwendet wird. Dadurch wird erreicht, dass Zeitfenster mit schlechter Qualität weniger stark zu Z_{xy} beitragen, als Zeitfenster mit hoher Datenqualität.

Die partielle Kohärenz wird für jedes Zeitfenster und Element des Impedanztensors berechnet, dazu werden quadratische Kohärenzen

$$r_{12}^2 = \frac{|S_{12}|^2}{S_{11} S_{22}} \quad (4.3)$$

verwendet, in die die Auto- und Kreuzspektren S eingehen. Die Indizes stehen für die jeweiligen Feldkomponenten.

Die partielle Kohärenz lautet:

$$w_{12,3} = \frac{r_{12} - r_{13} r_{23}}{\sqrt{(1 - r_{13}^2)(1 - r_{23}^2)}} \quad (4.4)$$

Für die Komponenten des Impedanztensors sind die Indizes wie folgt belegt:

$$w_{E_x B_y, B_x} \Rightarrow 1 : E_x, 2 : B_y, 3 : B_x \rightarrow Z_{xy} \quad (4.5)$$

$$w_{E_y B_x, B_y} \Rightarrow 1 : E_y, 2 : B_x, 3 : B_y \rightarrow Z_{yx} \quad (4.6)$$

$$w_{E_x B_x, B_y} \Rightarrow 1 : E_x, 2 : B_x, 3 : B_y \rightarrow Z_{xx} \quad (4.7)$$

$$w_{E_y B_y, B_x} \Rightarrow 1 : E_y, 2 : B_y, 3 : B_x \rightarrow Z_{yy} \quad (4.8)$$

In Gleichung 4.2 wird der Einfachheit halber statt $w_{E_x B_y, B_x}$ nur w_{xy} geschrieben.

Der Median ist gegenüber dem Mittelwert ein Schätzer, der insensitiv gegenüber Ausreißern ist. Bei der Schätzung der Impedanztensorkomponenten mit dem Medianschätzer werden ebenfalls wie oben beschrieben aus allen K Zeitfenstern $Z_{xy,k}$ nach Gleichung 4.1 berechnet. Anschließend wird der Median getrennt für die Realteile und Imaginärteile von $Z_{xy,k}$ berechnet und zu der komplexen Übertragungsfunktion \tilde{Z}_{xy} zusammengesetzt.

$$\Re \tilde{Z}_{xy} = \text{med}_k [\Re Z_{xy,k}] \quad (4.9)$$

$$\Im \tilde{Z}_{xy} = \text{med}_k [\Im Z_{xy,k}] \quad (4.10)$$

$$\tilde{Z}_{xy} = \Re \tilde{Z}_{xy} + i \Im \tilde{Z}_{xy} \quad (4.11)$$

Vetruensbereiche werden über die mittlere absolute Abweichung (engl.: median absolute deviation) MAD berechnet:

$$Z_{xy, \text{mad}}^{\text{real}} = 1.483 \text{ med} [|\Re Z_{xy,k} - \Re \tilde{Z}_{xy}|] \quad (4.12)$$

$$Z_{xy, \text{mad}}^{\text{imag}} = 1.483 \text{ med} [|\Im Z_{xy,k} - \Im \tilde{Z}_{xy}|] \quad (4.13)$$

Die Berechnung wird für den Realteil und Imaginärteil durchgeführt. Das Maximum ($Z_{xy, mad}^{max}$) der beiden Fehler $Z_{xy, mad}^{real}$ und $Z_{xy, mad}^{imag}$ wird weiter verwendet. Für normalverteilte Größen kann der Vertrauensbereich mit 95% über Gleichung 4.14 angegeben werden, wobei K die Anzahl der beteiligten Zeitfenster ist.

$$\delta Z_{xy} = 1.96 Z_{xy, mad}^{max} / \sqrt{K} \quad (4.14)$$

Neben der Wahl der Schätzmethode (Mittelwert oder Median) bietet das Auswählen geeigneter Zeitfenster, aus denen die Übertragungsfunktionen berechnet werden, eine weitere Möglichkeit das Ergebnis zu verbessern. In Gleichung 4.2 wird dieser Schritt bereits durch die Gewichtung der Spektren begonnen. Das kleine Gewicht (niedrige partielle Kohärenz) reduziert hier den Beitrag eines schlechten Zeitfensters zum Mittelwert. Es werden aber alle K Zeitfenster berücksichtigt. Bei der Schätzung der Übertragungsfunktionen mit dem Median werden nur Zeitfenster mit hoher Qualität verwendet. Ein Maß hierfür ist wieder die partielle Kohärenz.

Es werden folgende Schranken für die Auswahl geeigneter Zeitfenster gewählt. Nur Zeitfenster mit einer partiellen Kohärenz $> 0,5$ werden ausgewählt. Dabei wird darauf geachtet, dass mindestens 5 Zeitfenster ausgewählt werden. Falls weniger als 5 Zeitfenster eine partielle Kohärenz $> 0,5$ haben, werden die 5 Zeitfenster mit der höchsten partiellen Kohärenz verwendet. Diese untere Schranke wurde gewählt, damit genügend Werte für die Medianberechnung vorhanden sind. Die maximal Anzahl der Zeitfenster ist auf 30 Zeitfenster begrenzt. Die Schranken erwiesen sich für diesen Datensatz als günstig, können aber je nach Datenqualität angepasst werden.

Smirnov (2003) verwendet in seinem Processing einen Siegel Schätzer (Siegel (1982)) mit einem sich wiederholenden Medianalgorithmus. Der Siegel Schätzer lautet für den Realteil von Z_{xy} :

$$\Re[Z_{xy}]_S = \underset{i}{med} \underset{j \neq i}{med} \Re \left[\frac{S_{E_x H_{yij}}, S_{H_x H_{xij}} - S_{E_x H_{xij}} S_{H_x H_{yij}}}{S_{H_x H_{xij}} S_{H_y H_{yij}} - S_{H_x H_{yij}} S_{H_y H_{xij}}} \right] \quad (4.15)$$

mit den Zeitfensterindizes $i, j = 1, \dots, K$ für K Zeitfenster. Bei den Spektren S_{XY} steht X, Y für die beteiligten Feldkomponenten. Die Spektren bilden sich aus Kombinationen von nicht geglätteten Auto- und Kreuz Spektren:

$$S_{XYij} = (S_{XYi} + S_{XYj})/2 \quad (4.16)$$

Der erste Median Operator in Gleichung 4.15 berechnet sich aus:

$$\Re[Z_{xy}]_i^K = \underset{j \neq i}{med} \Re \left[\frac{S_{E_x H_{yij}}, S_{H_x H_{xij}} - S_{E_x H_{xij}} S_{H_x H_{yij}}}{S_{H_x H_{xij}} S_{H_y H_{yij}} - S_{H_x H_{yij}} S_{H_y H_{xij}}} \right]$$

Der Median wird über alle $K - 1$ Werte von j berechnet. Die nicht geglätteten Spektren werden dabei nach Gleichung 4.16 zu Paaren kombiniert. Die Prozedur wird für alle K Indizes i durchgeführt und liefert K Median Werte. Der letzte Median Operator des Siegel Schätzers wird getrennt für den Real- und Imaginärteil berechnet:

$$[Z_{xy}]_S = med_i \left\{ [Z_{xy}]_i^K \right\} \quad (4.17)$$

wobei $i = 1, 2, \dots, K$ ist. Die Fehlerabschätzung ist identisch zu Gleichungen 4.12, 4.13, 4.14. Es werden noch Kriterien für die Zeitfensterauswahl vorgestellt, die hier aber nicht aufgeführt werden.

Der Hauptunterschied zwischen dem Frankfurter Medianprocessing und dem von Smirnov (2003) liegt darin, dass geglättete Spektren verwendet werden und damit nur ein Median Operator nötig ist.

In den folgenden Abbildungen ist der Unterschied zwischen den Frankfurter Processing Methoden dargestellt. Dabei werden die Daten der Station MWEY verwendet. Die Daten dieser Station sind auf Grund der Nähe der Station zu einer Safari Lodge erheblich gestört. In den Abbildungen sind die Übertragungsfunktion der Nebendiagonalelemente des Impedanzensors als ρ_a und Phasen Werte dargestellt. Abbildung 4.1a zeigt die Ergebnisse nach dem Processing mit dem Mittelwertschätzer bei dem alle Zeitfenster verwendet werden und mit der partiellen Kohärenz gewichtet werden. Abbildung 4.1b zeigt das Resultat mit dem Medianschätzer, bei dem ebenfalls alle Zeitfenster verwendet werden, aber nicht gewichtet sind und in Abbildung 4.1c sind die Ergebnisse mit Medianschätzer und ausgewählten Zeitfenstern zu sehen.

Die ρ_a und Phasen Kurven der jeweiligen Komponenten in den Abbildungen 4.1a und 4.1b zeigen ähnliche Verläufe. Der Medianschätzer (b) zeigt gerade im langperiodischen Bereich ab 1000s deutliche Verbesserungen in den Fehlerbalken und eine geringere Streuung in den Einzelwerten sowohl bei den Widerständen als auch bei den Phasen. Der starke Abfall in den ρ_a Werten bei kurzen Perioden bis 100s der xy- und yx-Komponente ist in beiden Abbildungen ähnlich. Da in diesem Periodenbereich keine deutliche Änderung in den Phasen zu erkennen ist, die auf den Einfluss einer Leitfähigkeitsanomalie schließen lässt, wird vermutet, dass der Abfall in den Widerständen auf eine schwache Anregung und damit auf ein schlechtes Signal zu Rausch Verhältnis zurückzuführen ist. Im Vergleich dazu zeigt das Ergebnis des Medianschätzers mit Zeitfensterauswahl in Abbildung 4.1c gerade in diesem kurzperiodischen Bereich noch stabilere ρ_a Werte. Der Abfall beginnt hier erst ab ca. 15s Periode, für Perioden länger als 15s passt der Verlauf der ρ_a Werte zu dem der Phasen der jeweiligen Komponenten. Die Kurven in Abbildung 4.1c verlaufen im langperiodischen Bereich noch glatter als in Abbildung 4.1b. Die AMT Daten der Station MWEY (4.1c) stimmen im Überlappungsbereich (10s bis 100s) mit den LMT Daten gut überein. Der Verlauf der AMT Daten wird in Abschnitt 6.2.1 erläutert. Diese Beispiele zeigen den Vorteil des Median gegenüber dem Mittelwert, aber auch die Wichtigkeit geeigneter Auswahlkriterien für die Zeitfenster, bei gestörten Stationen. Bei Stationen mit guter Datenqualität sind die Unterschiede der einzelnen Processingmethoden nur gering.

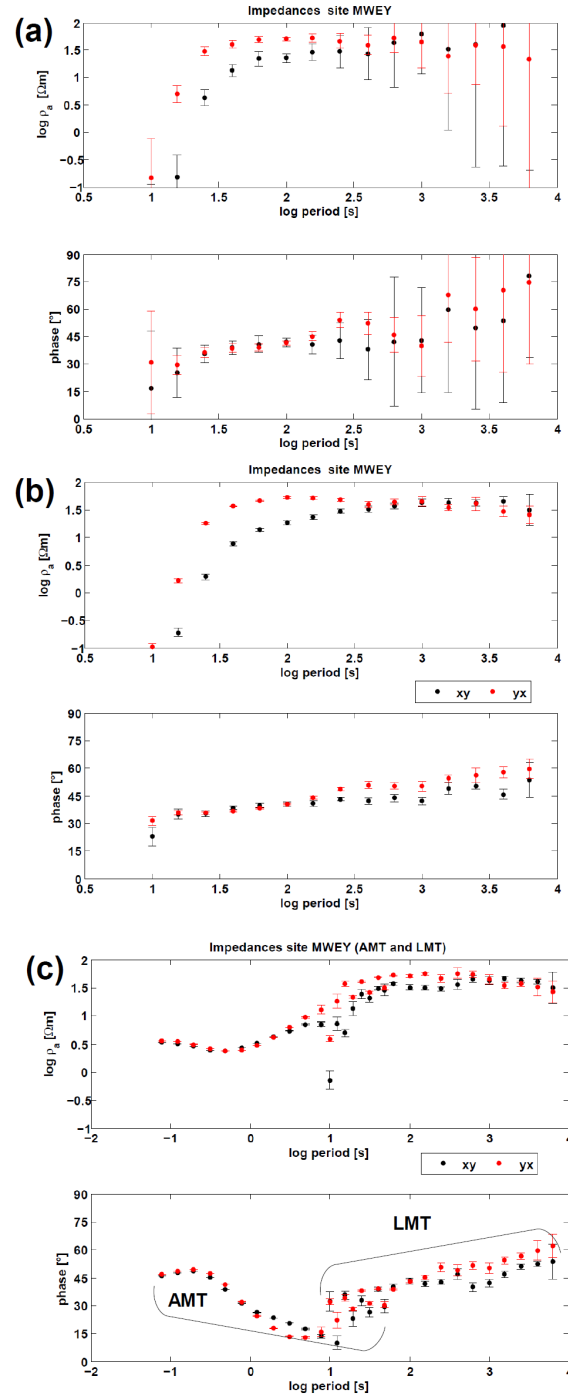


Abbildung 4.1: Vergleich der Processing Methoden am Beispiel der Station MWEY ρ_a (oben) und Phase (unten) der Nebendiagonalelemente (xy (schwarz) yx (rot)) der Impedanztensoren gegenüber der Periode. (a) Standardprocessing mit allen Zeitfenster, (b) Processing mit Medianschätzer und allen Zeitfenstern, (c) Medianprocessing mit Zeitfensterauswahl, AMT und LMT Daten der Station MWEY.

4.2 Darstellung der Messergebnisse als ρ_a und Phase

Nach dem Datenprocessing liegt der frequenzabhängige und komplexe Impedanztensor vor. Dieser wird in die anschaulichen, realen Größen scheinbarer spezifischer Widerstand ($\rho_a [\Omega m]$) und Phase $[\circ]$ mit den Gleichungen aus Abschnitt 2.2 überführt. Diese Werte werden gegenüber der Periode, zu der sie berechnet wurden, aufgetragen. Das Hauptaugenmerk liegt dabei bei einer 1D oder einer 2D Struktur mit Streichrichtung parallel zu einer der Koordinatenachsen des Impedanztensors auf den Nebendiagonalelementen des Impedanztensors, da die Hauptdiagonalelemente Null bzw. sehr klein gegenüber den Nebendiagonalelementen sind. Im 3D Fall ist es nicht möglich die Hauptdiagonalelemente durch Rotation des Impedanztensors um den Streichwinkel verschwinden zu lassen (vgl.: Abschnitt 2.1).

Die folgenden Abbildungen zeigen exemplarisch einige charakteristische ρ_a und Phasen Kurven für ausgewählte Stationen. Die farbliche Codierung der unterschiedlichen Komponenten des Impedanztensors ist der Legende der Abbildungen zu entnehmen. Die ρ_a und Phasen Kurven aller Stationen sind im Anhang 9.6 abgebildet. Die Lage der Stationen im Messgebiet zeigt die Übersichtskarte in Abbildung 3.4 in Kapitel 3.3.

Die Station KASE in Abbildung 4.2 repräsentiert Stationen im Rift südlich der RWZ. Bei kurzen Perioden (10s bis 100s) liegen die Phasen der beiden Nebendiagonalkomponenten des Impedanztensors nahe beieinander oberhalb von 45° und sinken bei ca. 100s auf 45° . Die beinahe identischen Phasen der Nebendiagonalkomponenten lassen eine 1D Struktur vermuten. Für Perioden größer 100s spalten sich die beiden Komponenten auf, wobei die xy-Komponente unter 45° sinkt und ab ca. 1562s wieder über 45° steigt. Die yx-Komponente bleibt ab 100s oberhalb von 45° . Beide Phasen nähern sich ab 4000s bei ca. 60° wieder an. Die Aufspaltung der Phasen deutet auf eine mehrdimensionale Leitfähigkeitsstruktur in größerer Tiefe hin. Die Widerstände beider Komponenten folgen dem Phasenverlauf. Der Abfall der Widerstände der yx-Komponente nach 100s entspricht dem Anstieg der yx-Phasen in diesem Periodenbereich. Die ρ_a Werte der xy-Komponente steigen nach 100s zu längeren Perioden hin erst an und beginnen ab 1562s wieder zu fallen, was dem Phasenverlauf dieser Komponente entspricht. Die unterschiedlichen Niveaus der ρ_a Kurven können ein "static shift" Effekt sein, da die Kurven im kurzperiodischen Bereich sehr ähnlich verlaufen (1D) und sich wie die Phasen ab ca. 100s aufspalten. Generell zeigen die Stationen im Rift geringe Widerstände. Bei KASE liegt das Maximum bei ca. $100\Omega m$. Die niedrigen Widerstände sind wahrscheinlich auf die gut leitenden Riftsediimente unter dieser Station zurückzuführen.

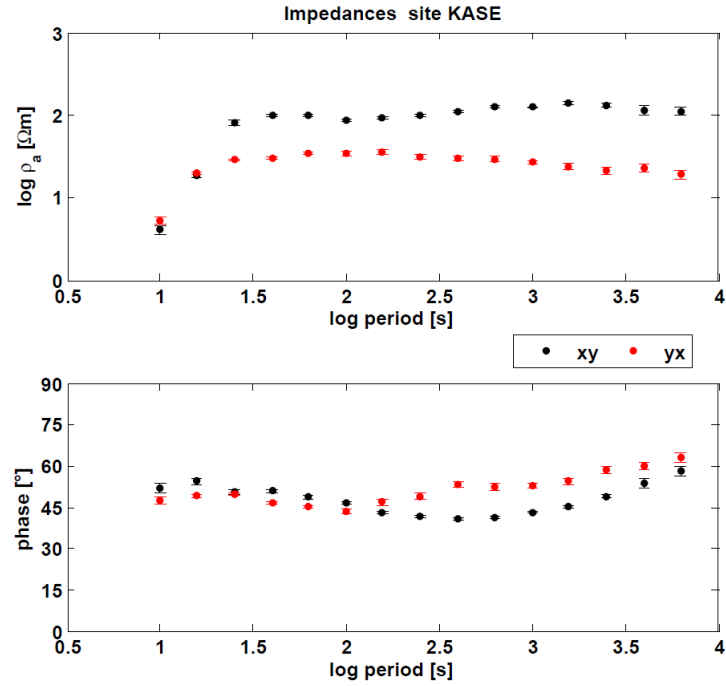


Abbildung 4.2: Impedanzen der Station KASE
 ρ_a (oben) und Phase (unten) der Nebendiagonalelemente (xy (schwarz) yx (rot)) der
 Impedanztensoren gegenüber der Periode.

Die Station CAVE in Abbildung 4.3 repräsentiert Stationen auf der Riftschulter (z.B. TAMT) und auf der Verbindung der RWZ zur Riftschulter (z.B. UTCK). Die Verläufe der ρ_a und Phasen Kurven der xy-Komponente passen in ihrem Verhalten zueinander ähnlich wie bei der Station KASE beschrieben zusammen. Viel deutlicher sticht jedoch der Verlauf der yx-Komponente ins Auge. Die Phasen starten bei 10s Periode mit ca. 50° und steigen stetig und relativ glatt mit geringer Streuung bis zu langen Perioden hin an und erreichen Werte von über 200° . Die Kurve verlässt den normalen Quadranten (0° bis 90°) bei ca. 100s. Die ρ_a Kurve der yx-Komponente bestätigt den Phasenverlauf mit einem starken Abfall der ρ_a Werte ab 100s über nahezu zwei Dekaden bis hin zu langen Perioden. Ab 1000s Periode beginnen die ρ_a Werte zu streuen und die Fehler werden entsprechend größer. Das Niveau der ρ_a Werte liegt, wenn man die yx-Komponente ausser acht lässt, zwischen $1000\Omega m$ und $10000\Omega m$ und damit um ein bis zwei Dekaden höher als bei den Stationen im südlichen Rift. Dies gibt einen Hinweis auf höhere Widerstände unter den Stationen auf der Verbindung der RWZ zur Riftschulter. Für Stationen südlich und östlich von CAVE bleiben die yx-Phasen im Quadranten, zeigen aber von 100s bis zu langen Perioden hin hohe Werte und die ρ_a Kurve fällt in diesem Periodenbereich (vgl. Anhang 9.6, Station KISO).

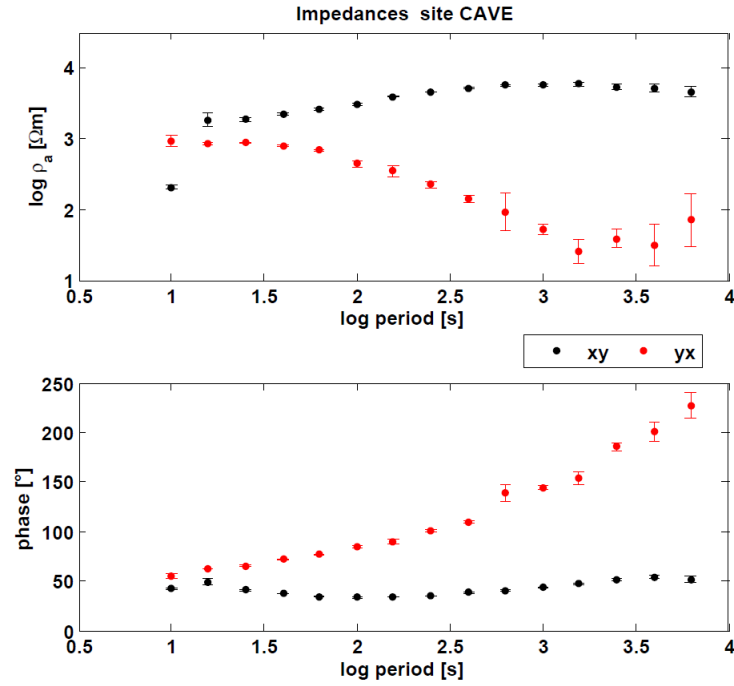


Abbildung 4.3: Impedanzen der Station CAVE
 ρ_a (oben) und Phase (unten) der Nebendiagonalelemente (xy (schwarz) yx (rot)) der
 Impedanztensoren gegenüber der Periode.

Die Hauptdiagonalelemente der Impedanztensoren der Stationen CAVE und KASE sind ebenfalls als ρ_a und Phasen Kurven in Abbildung 4.4a bzw. Abbildung 4.4b dargestellt. Für die Phasen der Hauptdiagonalelemente gibt es keinen zu erwartenden Quadranten (Weckmann 2002), was sich bei der Station CAVE deutlich zeigt. Für beide Stationen gilt, dass die Hauptdiagonalelemente nur unwesentlich kleiner sind als die Nebendiagonalelemente.

Die großen Hauptdiagonalelemente und die extremen Phasen der yx-Komponente der Stationen repräsentiert durch CAVE wird als Indiz für eine Stromlinienverzerrung, hervorgerufen durch eine 3D Leitfähigkeitsstruktur in diesem Bereich, interpretiert.

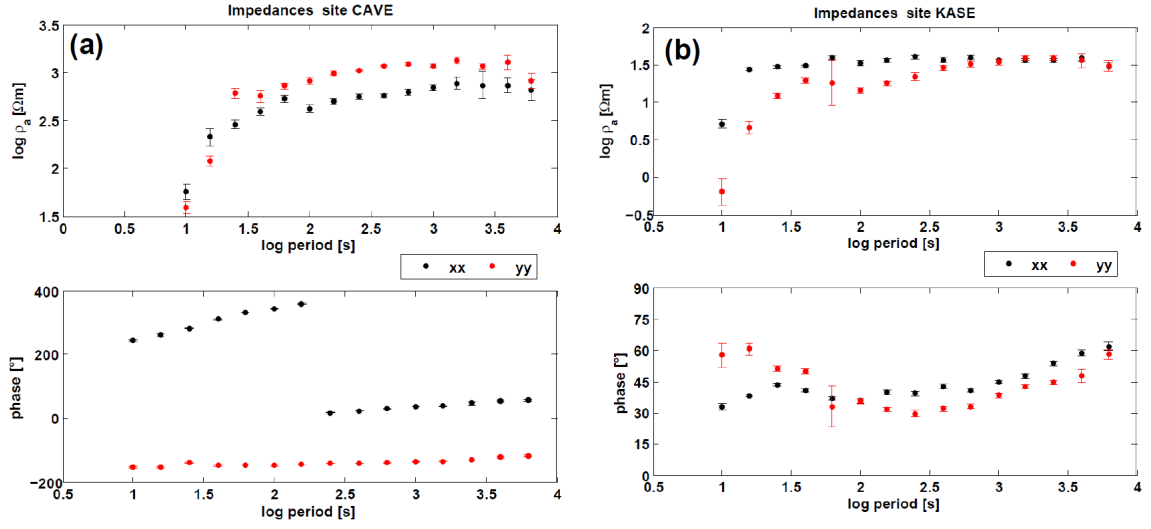


Abbildung 4.4: Impedanzen der Stationen CAVE und KASE
 ρ_a (oben) und Phase (unten) der Hauptdiagonalelemente (xx (schwarz) yy (rot)) der
 Impedanztensoren gegenüber der Periode. Stationen: (a) CAVE, (b) KASE

4.3 Darstellung der Messergebnisse durch die Phasen Tensor Invarianten

Eine alternative Darstellung des Impedanztensors durch ρ_a und Phase ist die Darstellung durch den Phasen Tensor (PT) wie in Abschnitt 2.2 beschrieben. Der Phasen Tensor liefert nur den Informationsgehalt der Phasen, berücksichtigt aber durch seine Definition alle vier Komponenten des Impedanztensors.

Die Phasen Tensor Invarianten ϕ_{min} bzw. ϕ_{max} sind in Abbildung 4.5 als Balken flächenhaft für nahezu alle Stationen exemplarisch für zwei Perioden (156s und 1562s) dargestellt. Die Farbskala zeigt den Phasenwert an und ist so gewählt, dass die Farbe Gelb 45° Phase entspricht. Die Länge der Balken zeigt ebenfalls den Wert von ϕ_{min} bzw. ϕ_{max} an.

Abbildung 4.5a zeigt die PT Balken ϕ_{min} und ϕ_{max} fast aller Stationen für die Periode 156,2s. Auffällig ist das Cluster der nördlichen Stationen auf der Verbindung der RWZ zur Riftschulter mit den kleinen ϕ_{min} Werten um 30°. An Stationen die außerhalb dieses Bereiches liegen, sind die minimalen Phasen höher, aber unter 45°. Das zeigt, dass die Ursache für die kleinen Phasen lateral begrenzt ist. Bei den ϕ_{max} Werten bilden sich keine eindeutigen Gruppen von benachbarten Stationen heraus. ϕ_{max} ist für fast alle Stationen sehr einheitlich bei dieser Periode mit hohen Werten über 45°. Neben den maximalen Phasen zeigt die Orientierung der PT Balken ein sehr einheitliches Bild. ϕ_{max} aller Stationen ist riftparallel ausgerichtet und ϕ_{min} ist senkrecht dazu orientiert.

Für die längere Periode 1562s (Abbildung 4.5b), die eine größere Eindringtiefe aufweist, zeigt sich für beide Phasen ϕ_{min} und ϕ_{max} jeweils ein einheitliches Bild. ϕ_{min} liegt für alle Stationen bei ca. 45°. Dies gilt auch für die Stationen, die bei der kürzeren Periode die niedrigen Phasen aufweisen, und zeigt, dass die Anomalie, die die niedrigen Phasen verursacht, nicht nur lateral sondern auch auf der Perioden-/Tiefen-Achse begrenzt ist. ϕ_{max} zeigt weiterhin an allen Stationen hohe Werte, die im Vergleich zu 156,2s leicht gestiegen sind und im Bereich von 60° bis 80° liegen. Die dominante SSW-NNE Orientierung der maximalen Phasen zeigt sich auch bei 1562s Periode an allen Stationen.

Vergleicht man die ϕ_{min} und ϕ_{max} Werte aus beiden Perioden zeigt sich eine eindeutige Aufspaltung der minimalen und maximalen Phase mit einem Unterschied von mehr als 30°. Die Aufspaltung ist bei allen Stationen im Messgebiet zu sehen und ist von kurzen bis zu langen Perioden zu beobachten. Besonders auffällig sind dabei die sehr hohen ϕ_{max} Werte, die das hohe Niveau (60° bis 80°) über den gesamten Periodenbereich halten.

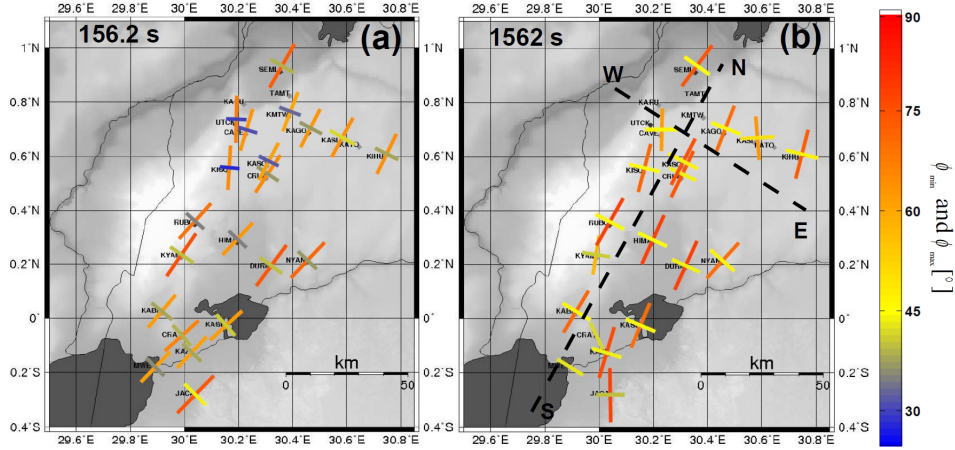


Abbildung 4.5: PT Balken, Aufsicht

PhasenTensor Balken für die Perioden 156.2s (a) und 1562s (b). Länge und Farbe der Balken entsprechen den Werten von ϕ_{min} bzw. ϕ_{max} . Auffällig ist das Cluster der nördlichen Stationen in (a) mit niedrigen ϕ_{min} -Werten in dem Bereich in dem die RWZ mit der Riftschulter verbunden sind, und das räumlich homogene Bild von ϕ_{min} und ϕ_{max} in (b). Die gestrichelten Linien in (b) markieren die Lage der Profile SN und WE.

Die gestrichelten Linien in Abbildung 4.5b geben die Lage des Süd-Nord (SN) und des West-Ost (WE, engl.:east) Profils an, die in den Abbildungen 4.6, 4.7, 4.8 und 4.9 dargestellt sind. Da die Stationen als Array aufgebaut wurden und nicht auf Profilen liegen, werden jeweils die Stationen, mit maximal 20km Abstand zum Profil, auf die Profillinie projiziert. Die folgenden Abbildungen zeigen die PT-Invarianten ϕ_{min} bzw. ϕ_{max} als Balken für jede Station auf dem jeweiligen Profil gegenüber der Periode. ϕ_{min} und ϕ_{max} sind wegen der besseren Übersicht und Vergleichbarkeit benachbarter Stationen getrennt voneinander dargestellt. Farbe und Länge der Balken entsprechen der jeweiligen Phase ϕ_{min} bzw. ϕ_{max} . Abbildung 4.6 zeigt die minimalen Phasen der Stationen entlang des SN Profils. Die Stationen auf der Verbindung der RWZ zur Riftschulter (KISO bis KMTW) zeigen, wie schon in der Aufsicht (Abbildung 4.5a) gesehen, niedrigere Phasen als die umliegenden Stationen. In dieser Abbildung ist deutlich zu erkennen, dass die niedrigen Phasen an diesen Stationen auf den Periodenbereich von 30s bis 300s begrenzt ist. Zu längeren Perioden hin steigen die minimalen Phasen an. Ab ca. 1000s zeigt sich für alle Profilstationen ein einheitliches Bild der minimalen Phasen mit Werten um 45°. Ab 2000s Periode steigt ϕ_{min} für alle Stationen über 45° und deutet auf einen Übergang von einem schlechten zu einem guten Leiter in größerer Tiefe hin. Die Stationen im südlichen Rift (MWEY bis KASE) zeichnen sich für Perioden bis 1000s durch ein relativ konstantes Niveau der minimalen Phasen knapp unter 45° aus, bevor ϕ_{min} für längere Perioden wie die restlichen Profilstationen über 45° steigt. Die Stationen RUBO und KYAM zeigen im Vergleich zu HIMA mit höheren Phasen im Periodenbereich von 10s bis 60s den Einfluss des schlecht leitenden RWZ Gebirges, auf dem RUBO und KYAM

liegen, gegenüber den gut leitenden Riftsedimenten, auf denen die Station HIMA liegt. Die Abbildung zeigt auch die einheitliche Orientierung der minimalen Phasen für alle Stationen für den langperiodischen Bereich ab 100s .

Abbildung 4.7 zeigt ebenfalls das SN Profil, nur sind hier die ϕ_{max} Werte dargestellt. Wie schon in der flächenhaften Darstellung zu sehen war, bilden die ϕ_{max} Werte keine Cluster entlang des Profils und der Periodenachse. Die maximalen Phasen liegen für alle Stationen im gesamten Periodenbereich über 45° und erreichen im langperiodischen Bereich ab ca. 300s die höchsten Werte. Die einheitliche Orientierung von ϕ_{max} für alle Stationen im langperiodischen Bereich ab 100s ist auch hier deutlich zu erkennen.

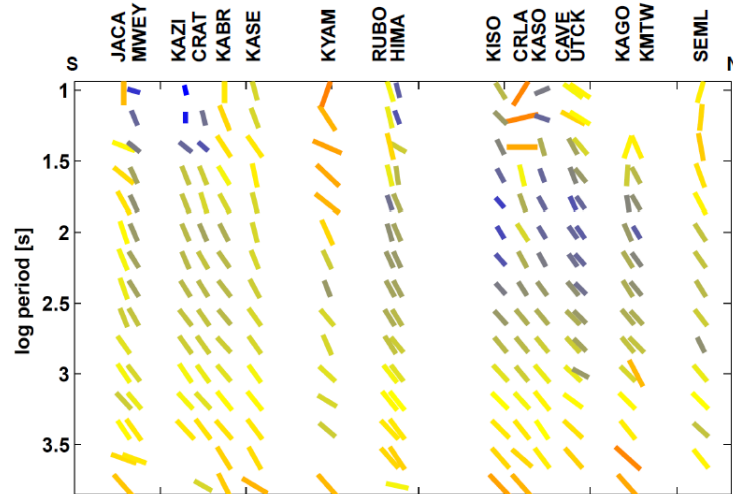


Abbildung 4.6: SN Profil ϕ_{min}

Querschnitt (vgl. Abbildung: 4.5b) der periodenabhängigen Phasen Tensor Balken. Länge und Farbe geben den ϕ_{min} -Wert wieder. Stationsnamen sind oben angegeben. Auffällig ist das Cluster niedriger ϕ_{min} -Werte von KISO bis KMTW (vgl. Abbildung: 4.5a) und dessen Begrenzung auf der Periodenachse.

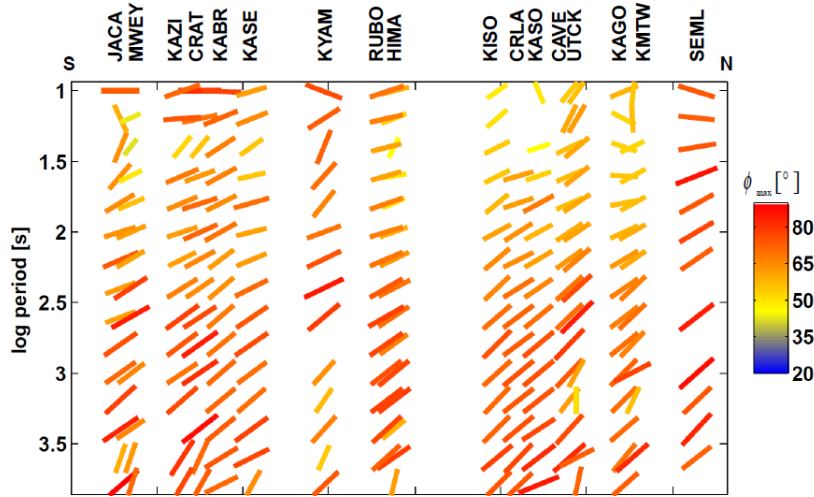


Abbildung 4.7: SN Profil ϕ_{max}

Querschnitt (vgl. Abbildung: 4.5b) der periodenabhängigen Phasen Tensor Balken. Länge und Farbe geben den ϕ_{max} -Wert wieder. Stationsnamen sind oben angegeben. Auffällig sind die hohen ϕ_{max} -Werte für alle Stationen über den gesamten Periodenbereich.

Die Abbildungen 4.8 und 4.9 zeigen die minimalen und maximalen Phasen der Stationen auf dem WE Profil. In Abbildung 4.8 sind die minimalen Phasen dargestellt. Es zeigt sich wie auf dem SN Profil der gemeinsame Anstieg von ϕ_{min} über 45° ab ca. 1000s. Für längere Perioden ist die Orientierung der PT-Balken einheitlich. Der Bereich der kleinen Phasen an den westlichen Stationen von 30s bis 300s setzt sich nach Osten hin mit größerer Entfernung zum Rift nicht fort und ist damit in östlicher Richtung begrenzt. Die maximalen Phasen des WE Profils (Abbildung 4.9) haben wie die maximalen Phasen des SN Profils sehr hohe Werte.

Die Phasen Tensor Invarianten zeigen im Bereich der Verbindung der RWZ zur Riftschulter einen sowohl lateralen als auch Tiefen begrenzten Bereich mit kleinen minimalen Phasen um 30° . ϕ_{min} steigt ab ca. 1000s Periode einheitlich für alle Stationen über 45° und signalisiert einen Übergang von einem schlechten zu einem gutem Leiter. ϕ_{max} liegt für alle Stationen weit über 45° im gesamten Periodenbereich und erreicht ab 300s zu langen Perioden hin die höchsten Werte (60° bis 80°). Die einheitliche Aufspaltung zwischen ϕ_{min} und ϕ_{max} zeigt sich an allen Stationen und über den gesamten Periodenbereich. Die Orientierung der PT Balken zeigt ebenfalls ein sehr einheitliches Bild für alle Stationen und den gesamten Periodenbereich.

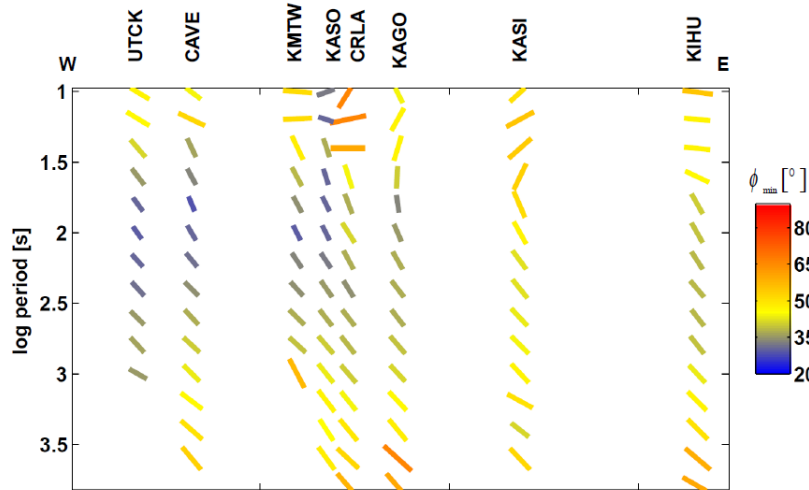


Abbildung 4.8: WE Profil ϕ_{min}

Querschnitt (vgl.: Abbildung 4.5b) der periodenabhängigen Phasen Tensor Balken. Länge und Farbe geben den ϕ_{min} -Wert wieder. Stationsnamen sind oben angegeben. Auffällig ist das Cluster niedriger ϕ_{min} -Werte von UTCK bis KASO (vgl.: Abbildung 4.5a) und dessen Begrenzung auf der Periodenachse.

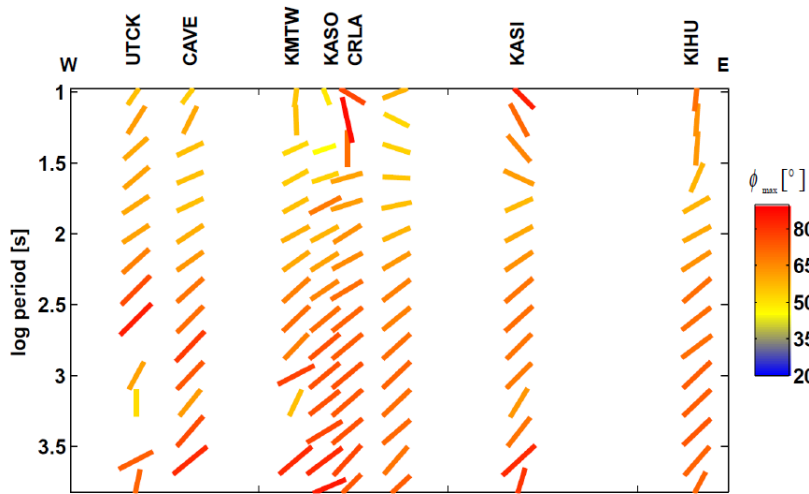


Abbildung 4.9: WE Profil ϕ_{max}

Querschnitt (vgl.: Abbildung 4.5b) der periodenabhängigen Phasen Tensor Balken. Länge und Farbe geben den ϕ_{max} -Wert wieder. Stationsnamen sind oben angegeben. Auffällig sind die hohen ϕ_{max} -Werte für alle Stationen über den gesamten Periodenbereich.

Die dritte Invariante der Phasen Tensor Analyse, der Winkel β , ist wie in Abschnitt 2.2, beschrieben ein Maß für die Dimensionalität der Leitfähigkeitsstrukturen im Bereich der Messstationen, $\beta = 0 \rightarrow 1D, 2D$ und $\beta \neq 0 \rightarrow 3D$. Die β -Werte (Abbildung 4.10) der Stationen auf der Verbindung der RWZ zur Riftschulter zeigen im Periodenbereich von 10 – 300s hohe Werte mit $\beta > 10$ (Station CAVE (a)). Bei KASO (b) ist β bereits geringer mit $0 < \beta < 10$. KASE (c) hingegen zeigt bis auf die beiden Außreißer bei 10s und 15s Periode $\beta \approx 0$. Es wird deutlich, dass mit wachsendem Abstand zur Verbindung der RWZ zur Riftschulter β kleiner wird und die 3D Effekte abnehmen.

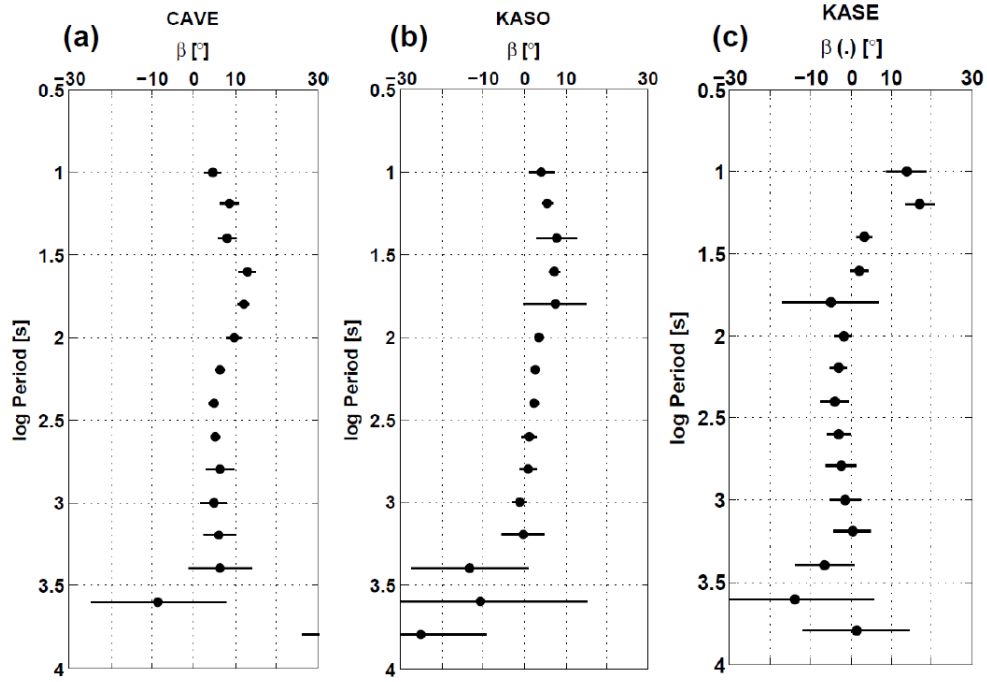


Abbildung 4.10: PT Invariante β

Winkel β ist aufgetragen gegenüber der Periode für die Stationen: (a) CAVE, (b) KASO, (c) KASE. Auffällig sind die von Null verschiedenen Werte für β im Periodenbereich von 10 – 300s bei CAVE und KASO, KASE zeigt dagegen $\beta \approx 0$.

4.4 Induktionsvektoren

Neben den MT-Übertragungsfunktionen liefern die Übertragungsfunktionen zwischen den horizontalen und vertikalen Magnetfeldern Informationen über die Leitfähigkeitsverteilung im Untergrund. Die so genannten Induktionspfeile zeigen laterale Leitfähigkeitskontraste an. Vertikale Magnetfeldübertragungsfunktionen wurden an den Stationen berechnet die mit Magnetometern ausgestattet waren. Die folgenden Abbildungen zeigen exemplarisch die Induktionspfeile in der Wiese-Konvention (Wiese 1962) der Stationen UTCK und KAGO. Die restlichen Stationen sind im Anhang 9.7.2 zu finden. Die Real- und Imaginärteile einer Station sind in Abhängigkeit der Periode in schwarz bzw. grau aufgetragen.

Abbildung 4.11a zeigt die Induktionsvektoren der Station UTCK. Die großen Amplituden der Real- und Imaginärteile zeigen für kurze Perioden bis 300s einen deutlichen lateralen Leitfähigkeitsunterschied mit einem guten Leiter westlich bzw. nordwestlich der Station an. Die Rotation der Imaginärteile in diesem Periodenbereich von einer antiparallelen zu einer parallelen Lage zu den Realteilen deutet auf den Einfluss einer 3D-Leitfähigkeitsstruktur im krustalen Bereich hin. Für Perioden länger als 300s werden die Realteile der Vektoren sehr klein und verschwinden fast gänzlich.

Die Induktionsvektoren (Abbildung 4.11b) der Station KAGO zeigen ein ähnliches Bild. Die Real- und Imaginärteile weisen auf einen guten Leiter westlich der Station im Periodenbereich bis 300s hin. Die geringeren Amplituden deuten auf eine größere Entfernung der Station KAGO zum guten Leiter hin. Die Rotation der Imaginärteile der Station KAGO ist sehr ähnlich zu UTCK. Die Realteile werden für Perioden größer 300s sehr klein.

Es wird vermutet, dass der 3D-Leitfähigkeitskontrast zwischen den gut leitenden Riftsedimenten westlich und nördlich der Stationen (vgl.: Abbildung 3.4) und dem hochohmigen Basement bzw. RWZ Block für die großen Amplituden der Induktionsvektoren und die Rotation der Imaginärteile im Periodenbereich bis 300s verantwortlich ist. Die geringeren Amplituden der Induktionsvektoren an der Station KAGO könnten über den größeren Abstand zum Rift erklärt werden. Die sehr kleinen Induktionspfeile im langperiodischen Bereich ab 300s weisen auf eine Tiefenbegrenzung des 3D-Leitfähigkeitskontrasts hin.

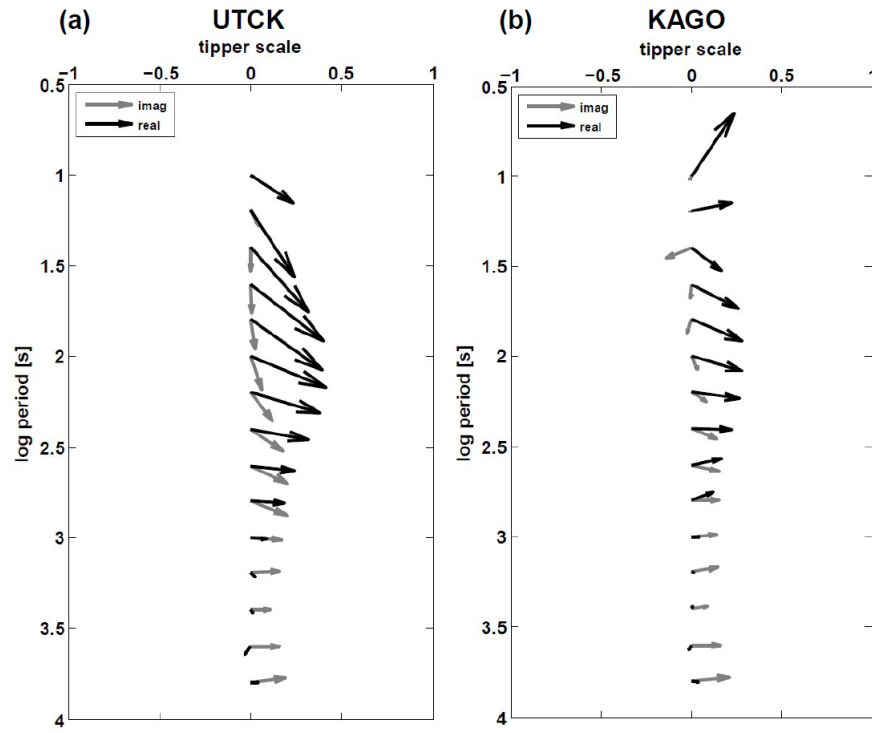


Abbildung 4.11: Beobachtete Induktionsvektoren
 Realteile sind schwarz und Imaginärteile grau. (a) Station UTCK, (b) Station KAGO.

4.5 Schlussfolgerungen nach der Datenanalyse

Die in Abbildung 4.5 gezeigten kleinen Phasen der nördlichen Stationen und die großen Induktionsvektoren der Station UTCK, die im Cluster dieser Stationen liegt, deuten, neben den Werten $\beta \neq 0$ der Stationen in diesem Bereich, auf eine 3D-Leitfähigkeitsstruktur im Periodenbereich bis 300s hin. Die Anomalie scheint auf die Zone, in der die RWZ auf die Riftschulter treffen, lateral und wegen des limitierten Periodenbereichs auf krustale Tiefen begrenzt zu sein. Es wird vermutet, dass der 3D-Leitfähigkeitskontrast zwischen den Riftsedimenten und dem Basement in diesem Teil des Messgebiets eine große Rolle spielt.

Eine weitere Auffälligkeit in den Daten ist die räumlich einheitliche Aufspaltung (engl.: split) der minimalen und maximalen Phasen an allen Stationen im Messgebiet. Bei der Aufspaltung stechen die hohen maximalen Phasen besonders hervor. Für Perioden größer 300s sind die ϕ_{min} und ϕ_{max} Werte besonders konsistent, ebenso wie die Orientierung der PT Balken. In diesem Periodenbereich werden die Realteile der Induktionsvektoren sehr klein.

Eine großräumige Phasenaufspaltung zusammen mit der Abwesenheit starker vertikaler Magnetfelder wird von vielen Autoren (Bahr et al. 2002, Leibecker et al. 2002) mit elektrischer Anisotropie interpretiert. Eine Aufspaltung der MT-Phasen der zwei Hauptrichtungen kann entweder mit einer lateral begrenzten Leitfähigkeitsanomalie im Zielgebiet oder mit elektrischer Anisotropie erklärt werden. Im Falle einer Anomalie sollte die Aufspaltung der Phasen an den Stationen mit wachsendem Abstand zur Anomalie abnehmen. Auf Grund des lateralen Leitfähigkeitskontrastes zur Anomalie sollten sich starke Effekte in den vertikalen Magnetfeldern zeigen. Im anisotropen Fall ist die Aufspaltung der Phasen sehr ähnlich und konsistent an vielen Stationen über eine große laterale Distanz und die vertikalen Magnetfelder sind sehr klein. Die größere Phase ist parallel zu der gut leitenden Richtung orientiert.

Prinzipiell ist die Abweichung der MT-Phasen von 45° mit einer Änderung der Leitfähigkeitsstruktur in mindestens einer Richtung (vertikal und/oder horizontal) verbunden. Ein anisotroper homogener Halbraum mit Anisotropie parallel zu den Messrichtungen, liefert demnach keine Abweichung von 45° und kann mit den Phasen-Tensoren nicht als anisotrop erkannt werden. Nur die ρ_a -Werte würden in diesem Fall die Anisotropie anzeigen. Heise et al. (2006) zeigen in Modellstudien, dass eine Phasenaufspaltung im Zusammenhang mit elektrischer Anisotropie nur auftritt, wenn sich die Leitfähigkeit einer horizontalen Richtung vertikal ändert. Die "skin Tiefe" und damit der Tiefenbereich für die Interpretation ist im anisotropen Fall von der Stromrichtung abhängig. Die Stromsysteme in gut leitender Richtung werden stärker gedämpft und dringen weniger tief ein als die in der schlecht leitenden Richtung.

Das in diesem Kapitel vorgestellte Verhalten der Messdaten (PT-Balken und Induktionsvektoren) weisen darauf hin, dass bei der späteren Modellierung ein elektrisch anisotroper Bereich zur Erklärung der Messdaten in Betracht gezogen werden sollte.

5 Eckpunkte des 3D Modellierungscodes “com3D” und Tests

In diesem Kapitel wird der 3D Modellierungscodes “com3D” und die wichtigsten darin umgesetzten Punkte vorgestellt. Dazu wird die Methode der Finiten Elemente kurz beschrieben, bevor auf das neue Modellierungsprogramm eingegangen wird. Anschließend werden die Ergebnisse von Tests des Codes com3D mit dem COMMEMI 3D2 Modell vorgestellt.

Im Laufe dieser Arbeit ist ein 3D Modellierungscodes für elektromagnetische Felder mit dem Titel “com3D” entstanden. Der Code basiert auf dem “RF Modul-Elektromagnetic waves” des finite Elemente (FE) Programms COMSOL MULTIPHYSICS® Version 3.5 mit einem direkten Löser UMFPACK (Davis (2004)) zur Lösung von dünnbesetzten, unsymmetrischen Matrizen mittels LU Faktorisierung. Der Name com3D leitet sich von Comsol ab. Wegen den sehr deutlichen Hinweisen auf Dreidimensionalität und elektrische Anisotropie in den Messdaten liegt der Gedanke nahe, ein 3D anisotropes Modell zu berechnen. Com3D bietet die Möglichkeit, elektrische Anisotropie entlang der drei Hauptkoordinatenachsen zu modellieren. Comsol verwendet ein rechtwinkliges Koordinatensystem (x,y,z) mit z-Richtung positiv nach oben und wird im Folgenden mit Comsol Koordinatensystem bezeichnet. In dieser Arbeit soll die z-Richtung im Bezug auf die Modelleingabe aber positiv nach unten definiert sein. Die z-Koordinate der Modelleingabe wird in com3D in das Comsol Koordinatensystem überführt. Das Modell liegt auf das Comsol Koordinatensystem bezogen im Bereich (x,y,-z). Die xy-Ebene bei $z = 0$ soll als “Erdoberfläche” betrachtet werden. Alle physikalischen und geometrischen Parameter sind in SI Einheiten.

Die Hauptpunkte des Codes sind :

1. Randbedingungen
2. Definition der Modellgröße (Basebox, Luftbox, Modellstationen)
3. Modellparametereingabe (Anomaliegeometrien, elektrische Leitfähigkeiten)
4. Gittererzeugung

5.1 Allgemeiner Überblick über die Methode der Finiten Elemente (FEM)

Die Methode der Finiten Elemente ist ein numerisches Verfahren zur Lösung von Differentialgleichungen. Im Falle dieser Arbeit liegen die Maxwell-Gleichungen (vgl.: Abschnitt 2.1) zur Beschreibung von elektromagnetischen Problemen zu Grunde. Der gesamte Bereich (globaler Bereich) in dem die Differentialgleichungen gelöst werden sollen wird in ein Netz aus "endlichen" (finiten) Elementen unterschiedlicher Größe und Form unterteilt. Im 3D Fall haben die Elemente in der Regel die Form von Quadern oder Tetraedern.

In jedem Element wird für die gesuchte Funktion ein problemgerechter Ansatz gewählt. Die Wahl dieser Ansatzfunktionen hängt dabei von der Form des Elements und der Art des Problems ab. Die Ansatzfunktionen müssen einerseits beim Übergang von einem zum benachbarten Element die problemspezifischen Stetigkeitsbedingungen erfüllen und andererseits sollen die Ansatzfunktionen ihre Form bei einer linearen Koordinatentransformation beibehalten. Oft werden die Funktionen in einem elementspezifischen lokalen Koordinatensystem aufgestellt und dann in das gesamte, globale System überführt. Es bietet sich an die Ansatzfunktionen im Element auf die Knotenpunkte des Elements zu interpolieren. Die Funktionswerte an den Knotenpunkten werden auch als Knotenvariablen bezeichnet. An den Knotenpunkten lassen sich die Ansatzfunktionen als Linearkombination aus so genannten Formfunktionen und diesen Knotenvariablen ausdrücken. Für ein zweidimensionales Element (mit dem hochgestellten Index e ausgedrückt) in einem Koordinatensystem (x,y) mit p Knotenpunkten lautet die Ansatzfunktion:

$$u^e(x, y) = \sum_{i=1}^p u_i^e N_i^e(x, y) \quad (5.1)$$

wobei u_i^e die Knotenvariablen und $N_i^e(x, y)$ die Formfunktion sind. Am Knotenpunkt $P_i^e(x_i^e, y_i^e)$ soll wegen der Interpolationseigenschaft der Formfunktion gleich eins sein und in allen anderen Knotenpunkten des Elements verschwinden:

$$N_i^e(x_j^e, y_j^e) = \begin{cases} 1 & \text{für } j = i \\ 0 & \text{für } j \neq i \end{cases} \quad (5.2)$$

Die gesuchte Funktion $u(x, y)$ setzt sich aus den Ansätzen $u^e(x, y)$ aller Elemente zusammen.

$$u(x, y) = \sum_{k=1}^n u_k N_k(x, y) \quad (5.3)$$

wobei n die gesamte Anzahl der Knotenpunkte darstellt. $N_k(x, y)$ ist die Zusammensetzung aller Formfunktionen der einzelnen Elemente die im Knotenpunkt P_k mit den Knotenvariablen u_k gleich eins sind. D.h. die globale Formfunktion $N_k(x, y)$ ist nur in den Elementen von Null verschieden, die den gemeinsamen Knotenpunkt P_k haben. Das aus allen Elementen zusammengesetzte, globale System ist nur in beschränkten Teilgebieten von Null verschieden und daher oft dünnbesetzt. Das globale System ist quadratisch mit

der Dimension: Anzahl der Knotenpunkte multipliziert mit der Anzahl der Freiheitsgrade. Die Lösung des globalen Systems folgt unter Berücksichtigung der problemspezifischen Randbedingungen iterativ. (vgl. Schwarz 1991).

5.2 Randbedingungen

Für die Modellierungen der EM Felder eines Modells werden diese durch ein zeitlich variierendes Magnetfeld angeregt. Die Randbedingungen des Modells müssen entsprechend der Richtung des anregenden Magnetfeldes (x- bzw. y-Richtung) und der dazu orthogonalen Richtung des induzierten E-Feldes gesetzt werden, weswegen die xy-Polarisation (E_x, H_y) getrennt von der xy-Polarisation (E_y, H_x) berechnet wird. Die Randbedingungen sind in Abbildung 5.1 für beide Polarisationen dargestellt. Für die Ränder des Modells senkrecht (Γ_\perp) zum anregenden Magnetfeld gilt die Comsol Randbedingung “perfect magnetic conductor” und für die Ränder parallel (Γ_\parallel) zum anregenden Magnetfeld gilt “perfect electric conductor”, damit die magnetischen- und elektrischen Felder an den Grenzflächen stetig sind.

$$n \times H = 0 \quad \Gamma_\perp \quad (5.4)$$

$$n \times E = 0 \quad \Gamma_\parallel \quad (5.5)$$

Dabei ist n der flächeneinheitsnormalen Vektor.

Als Randbedingung an der Modelloberseite wird ein homogenes Magnetfeld (H_0) entsprechend der Polarisationsrichtung gesetzt:

$$H_o = 1 \text{ A/m} \quad \Gamma_{top} \quad (5.6)$$

Die Randbedingung an der Modellunterseite spielt bei einer genügend großen Ausdehnung des Modells in z-Richtung eine vernachlässigbare Rolle.

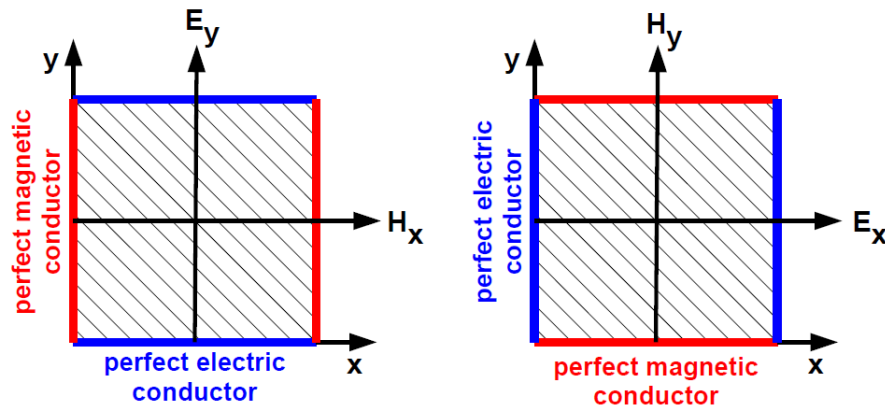


Abbildung 5.1: Randbedingungen

Rechts: xy-Polarisation (E_x, H_y), links: xy-Polarisation (E_y, H_x). Blick von oben auf das Comsol Koordinatensystem, z-Richtung positiv nach oben.

5.3 Basebox, Luftbox und Modellstationen

Als Modellraum wird ein Würfel (Basebox) erzeugt, der alle folgenden Modellkörper enthält. Der Koordinatenursprung ($x = y = z = 0$) liegt im Zentrum auf der Oberseite der Basebox. Die Modellstationskoordinaten werden relativ zum Koordinatenursprung angegeben und über eine dreispaltige Tabelle mit xyz-Koordinaten eingelesen. Da in dieser Programmversion noch keine Topographie berücksichtigt wird, liegen alle Modellstationen auf der Oberseite der Basebox ($z = 0km$). Die Stationen werden als Comsolobjekt "Point" in das Modell eingebettet. Comsolobjekte werden bei der späteren Gittergenerierung berücksichtigt und an diesen Stellen werden Gitterknotenpunkte platziert.

Die Kantenlänge der Basebox und somit die Modellgröße ist das Maximum aus doppelter maximaler Skin Tiefe und dreifacher maximaler Stationsentfernung zum Ursprung. Die maximale Skin Tiefe berechnet sich nach Gleichung 2.11 aus der Periode, für die das Modell gerade berechnet wird, und dem maximalen Modellwiderstand. Der Widerstand der später beschriebenen "Luftbox" wird hier nicht berücksichtigt. Damit wird dem Rechnung getragen, dass bei kleinen Perioden die Basebox groß genug ist um alle Stationen zu enthalten. Die Größe der Basebox steht damit in direktem Zusammenhang mit der Periode, für die das Modell berechnet wird und expandiert mit wachsender Periode entsprechend der wachsenden Eindringtiefe der EM Felder. Durch die so bestimmte Größe des Modellraums wird erreicht, dass das Modell so klein wie möglich und groß wie nötig gehalten wird um alle Stationen zu enthalten und genügend Abstand zu den Rändern zu halten, damit numerische Randeffekte keine Rolle spielen.

Nach der Definition der Größe der kubischen Basebox wird die Basebox um eine "Luftbox" mit den xy-Ausdehnungen der Basebox und 20km Mächtigkeit (z-Richtung) erweitert. Diesem Bereich wird später bei der Eingabe der Modellparameter die elektrische Leitfähigkeit von Luft $s_{Luft} = 1 \cdot 10^{-14} S/m$ zugewiesen. Das anregende Magnetfeld H_0 greift an der Oberseite der Gesamtbox (Basebox + Luftbox) bei $z = 20km$ an und die EM Felder werden an den Stationspunkten auf der Oberseite der Basebox bei $z = 0$ abgegriffen. Den Zweck der Luftbox zeigt Abbildung 5.2 am Beispiel der x-Komponente des magnetischen Feldes (H_x) für das COMMEMI Modell 3D2 (Abbildung 5.7), auf das später genauer eingegangen wird. Das anregende Magnetfeld (H_0) hat die Stärke $1A/m$ an der Oberseite der Luftbox. Es wird durch die geringe Leitfähigkeit der Luftbox nicht gedämpft und greift an der Oberseite der Basebox mit der ursprünglichen Stärke an. Im Bereich der Anomalien (Q, K) zeigen sich starke Überlagerungen des primären (anregenden) Magnetfeldes und des sekundären (induzierten) Magnetfeldes. Das sekundäre Feld ist im Bereich der Anomalie Q auf Grund des geringen Widerstands von $1\Omega m$ besonders stark und breitet sich ungehindert in der Luftbox aus. Auf diese Weise wurden die Felder an den Stationen berechnet, ohne durch die Randbedingung beeinflusst zu werden.

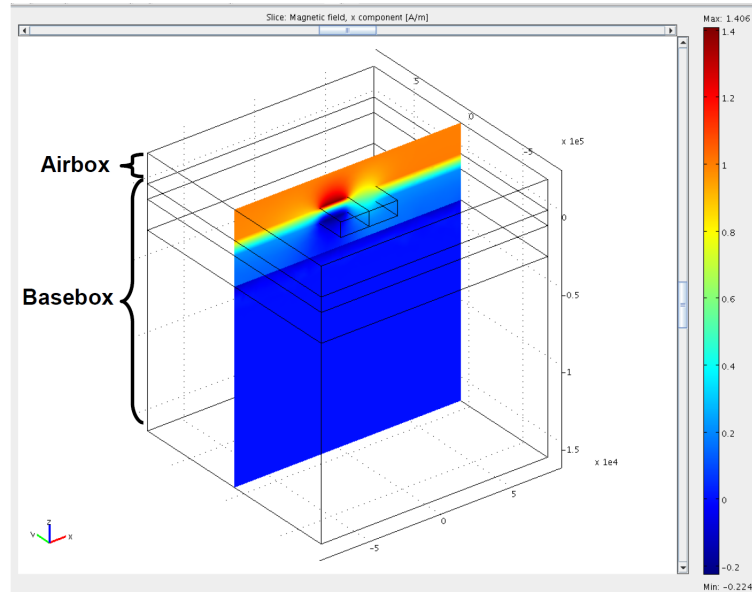


Abbildung 5.2: Tiefenschnitt am Beispiel des COMMEMI Modells 3D2: H_x -Komponente

5.4 Modelleingabe

Zunächst wird die Geometrie der Anomalien festgelegt. Das Gitter für die numerische Berechnung der Felder wird unabhängig von den Anomalien erzeugt. Die Zuweisung der physikalischen Eigenschaften zu den Knotenpunkten erfolgt über logische Abfragen, mit denen überprüft wird, ob ein Knotenpunkt innerhalb oder ausserhalb der Anomalien liegt. Auf diese Weise sind die Oberflächen der Anomaliekörper zwar nicht eben, der Unterschied der Wirkung ebener Oberflächen ist jedoch bei ausreichender Gittergröße und Entfernung von den Flächen vernachlässigbar.

Anisotrope Leitfähigkeit wird in der Regel durch eine Serie paralleler Dikes unterschiedlicher Leitfähigkeit simuliert (vgl.: Kellet (1992)). Comsol bietet die Möglichkeit, jedem Punkt im Modellraum für jede der drei Raumrichtungen (x, y, z) des Koordinatensystems einen unterschiedlichen Leitfähigkeitswert (s_x, s_y, s_z) zuzuweisen. Das ermöglicht Anisotropie über intrinsische Eigenschaften zu simulieren.

Als Beispiel für die Modelleingabe dient der obere Bereich ($0 - 10\text{km}$) des COMMEMI Modells 3D2 in Abbildung 5.7. Die Körper Q ($1\Omega\text{m}$) und K ($100\Omega\text{m}$) sind in die Umgebung (engl.: Background (BG)) mit dem Hintergrundwiderstand $10\Omega\text{m}$ eingebettet. Die Luftbox ist aus Übersichtsgründen nicht gezeichnet.

Für dieses Modell werden folgende Eingaben benötigt:

	x-Richtung	y-Richtung	z-Richtung
Ausdehnung: Q	$x_1^q \ x_2^q$	$y_1^q \ y_2^q$	$z_1^q \ z_2^q$
Leitfähigkeit: Q	s_x^q	s_y^q	s_z^q
Ausdehnung: K	$x_1^k \ x_2^k$	$y_1^k \ y_2^k$	$z_1^k \ z_2^k$
Leitfähigkeit: K	s_x^k	s_y^k	s_z^k
Leitfähigkeit: BG	s_x^{bg}	s_y^{bg}	s_z^{bg}

Tabelle 5.1: Modellparameter

Die Größe der Basebox wird vorher wie oben beschrieben definiert. Daraus folgt eine maximale Baseboxkantenlänge $l_{max}^{bbbox} = 210km$ wegen einer maximalen Stationsentfernung von $70km$ die gegenüber der doppelten maximalen Skin Tiefe von $100km$ dominiert. Das Modell wird für die Periode $T = 100s$ berechnet, der maximale Widerstand beträgt $100\Omega m$.

Es folgt für jeden Punkt (x,y,z) eine logische Abfrage, die bestimmt, welche Leitfähigkeit diesem Punkt zugewiesen wird. Die Abfrage wird an jedem Punkt separat für die drei richtungsabhängigen Leitfähigkeiten (s_x , s_y , s_z) durchgeführt. Jedem Punkt P mit den Koordinaten (x,y,z) wird die logische Variable a_q zugeordnet. Die Abfrage, ob P sich innerhalb oder außerhalb der ersten Anomalie Q befindet lautet:

$$(x_1^q < x \ \& \ x < x_2^q) \ \& \ (y_1^q < y \ \& \ y < y_2^q) \ \& \ (z_1^q < z \ \& \ z < z_2^q) \begin{cases} wahr & a_q = 1 \\ falsch & a_q = 0 \end{cases} \quad (5.7)$$

Mit Gleichung 5.8 wird jedem Raumpunkt je nach Lage die Leitfähigkeit der Anomalie Q oder die des Hintergrunds zugewiesen.

$$s_j = s_j^Q = s_j^{bg} \cdot \exp \left[a_q \cdot \ln \left(\frac{s_j^q}{s_j^{bg}} \right) \right], j = x, y, z \quad (5.8)$$

Für eine weitere Anomalien K wird beispielsweise die logische Abfrage a_k analog zu Gleichung 5.7 durchgeführt und über Gleichung 5.9 jedem Raumpunkt die Leitfähigkeit s_j zugewiesen .

$$s_j = s_j^K = s_j^Q \cdot \exp \left[a_k \cdot \ln \left(\frac{s_j^k}{s_j^Q} \right) \right], j = x, y, z \quad (5.9)$$

Es muss bei dieser Art von Modelleingabe genau auf die Reihenfolge geachtet werden in der die einzelnen Körper in das Modell eingebunden werden, damit Körper nicht ungewollt von nachfolgenden Körpern überdeckt werden.

Über die logischen Abfragen können auch Ellipsoide modelliert werden. Dabei wird die Größe des Ellipsoids über die drei Halbachsen (x_h , y_h , z_h) und die Position des Ellipsoids über ihren Mittelpunkt (x_0 , y_0 , z_0) definiert. Für jeden Punkt (x,y,z) wird die

Ellipsoidengleichung 5.10 berechnet.

$$El = \frac{(x - x_0)^2}{x_h} + \frac{(y - y_0)^2}{y_h} + \frac{(z - z_0)^2}{z_h} \leq 1 \begin{cases} \text{wahr} & a = 1 \\ \text{falsch} & a = 0 \end{cases} \quad (5.10)$$

Für $El \leq 1$ liegt der Punkt innerhalb des Ellipsoids und bekommt die Leitfähigkeit des Ellipsoids zugewiesen, für $El > 1$ liegt der Punkt außerhalb des Ellipsoids und erhält die Leitfähigkeit der Umgebung.

5.5 Gittererzeugung

Der gesamte Modellraum (Basebox + Luftbox) wird bei Comsol im 3D Fall mit Tetraedern diskretisiert. Die Kantenlänge der Tetraeder l_{Th} wird standardmäßig gesetzt: $l_{Th} = 0.1 \cdot l_{max}^{bbox}$, wobei l_{max}^{bbox} die maximale Kantenlänge der drei Baseboxkanten $l_x^{bbox}, l_y^{bbox}, l_z^{bbox}$ ist. Die Modellstationsstandorte werden als Comsolobjekt "Point" definiert. Comsol setzt dadurch an diesen Stellen, an denen auch die Ergebnisse der Modellierung abgegriffen werden, einen Gitterknotenpunkt. Um diese Punkte wird das Gitter stark verfeinert, um eine hohe Auflösung zu erhalten. Die Verfeinerung wird unter dem Menüpunkt "point mesh parameter" mit den Parametern "maximum element size" und "element growth rate" gesteuert. Es erwies sich "maximum element size" von $0.01 \cdot l_{max}^{bbox}$ und eine "element growth rate" von 1.1 als günstig.

Als Maß für die Regularität des Gitters gilt die "element quality", die für jedes Tetraeder berechnet wird:

$$q = \frac{72\sqrt{3}V}{\left(\sum_{i=1}^6 h_i^2\right)^{3/2}}$$

wobei V das Volumen ist und h_i , $i = 1 \dots 6$ die Kantenlängen des Tetraeders sind. q liegt zwischen Null (irreguläres Element) und eins (reguläres Element). Solange $q > 0.1$ ist, sollte die Qualität der Lösung nicht beeinflusst werden (Kütter, 2009).

Bei der oben beschriebenen Modelleingabe treten nur die Gesamtbox selbst und die Modellstationspunkte als Comsolobjekte auf und werden bei der Netzgenerierung dahingehend berücksichtigt, dass die Grenzflächen durch Tetraederflächen und die Stationspunkte durch Gitterknotenpunkte erfasst werden. Die Geometrie der Anomaliekörper, wird über die logische Abfrage festgelegt und nicht als Comsolobjekt definiert. Das hat zur Folge, dass sich die Modellkörpergrenzen dem Gitter anpassen und somit keine scharfen Kanten bzw. ebenen Flächen entstehen (vgl.: Abschnitt 5.4).

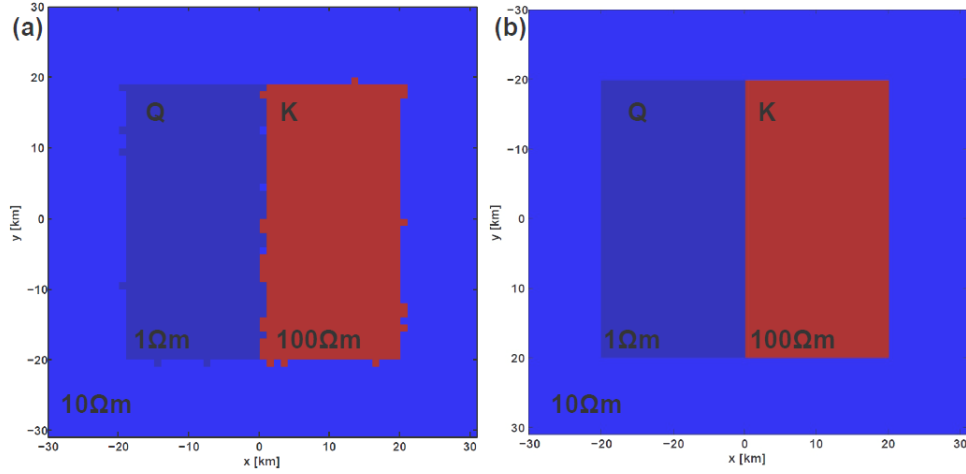


Abbildung 5.3: Modelleingabevergleich (COMMEMI Modells 3D2): Modell Widerstandsverteilung auf einem horizontalen Schnitt bei $z = 100m$ des COMMEMI Modells 3D2. (a) Modelleingabe über logische Abfragen und Modellkörperanpassung an das Gitter, (b) Modelleingabe mit scharfen Kanten und ebenen Flächen, Gitter passt sich den Modellkörpern an.

Abbildungen 5.3a und b zeigen die Widerstandsverteilung des COMMEMI Modells 3D2 (Zhdanov et al. 1995) in der xy-Ebene bei einer Tiefe von $z = 100m$. Bei Abbildung 5.3b wurden die Körper Q ($1\Omega m$) und K ($100\Omega m$) als Comsolobjekt “Block” in das Modell eingegeben und damit bei der Gittererzeugung berücksichtigt. Entlang der Störkörperflächen liegen auch Tetraederflächen, was wiederum zu scharfen Grenzen zwischen den einzelnen Modellbausteinen führt. Abbildung 5.3a zeigt ebenfalls das Modell 3D2 mit der logischen Modelleingabe, bei der sich die Störkörpergeometrie am Gitter orientiert. Dadurch entstehen keine scharfen Grenzflächen zwischen den Modellkörpern. Das 3D2 Modell wurde einerseits mit logischer Modelleingabe und andererseits mit scharfen Modellkörpergrenzen für die Periode $T = 100s$ berechnet. Die Widerstands- und Phasen Werte der yx-Komponente sind in Abbildung 5.4 auf einem Profil entlang der x-Achse bei $y = 0km$ dargestellt. Die schwarzen Punkte (sharp boundary) zeigen die Ergebnisse der Modelleingabe mit scharfen Grenzen und die grauen Kreise (soft boundary) die der logischen Modelleingabe. Abbildung 5.4 zeigt, dass die Ergebnisse beider Modelleingaben sehr ähnlich sind, bis auf eine kleine Abweichung bei $x = 0km$. Die Abweichung ist wahrscheinlich darauf zurückzuführen, dass die Station direkt auf der Grenze zwischen Q und K liegt. Für die restlichen Stationen zeigt dieses Beispiel, dass die Art der Modelleingabe auf die Ergebnisse keinen nennenswerten Einfluss hat.

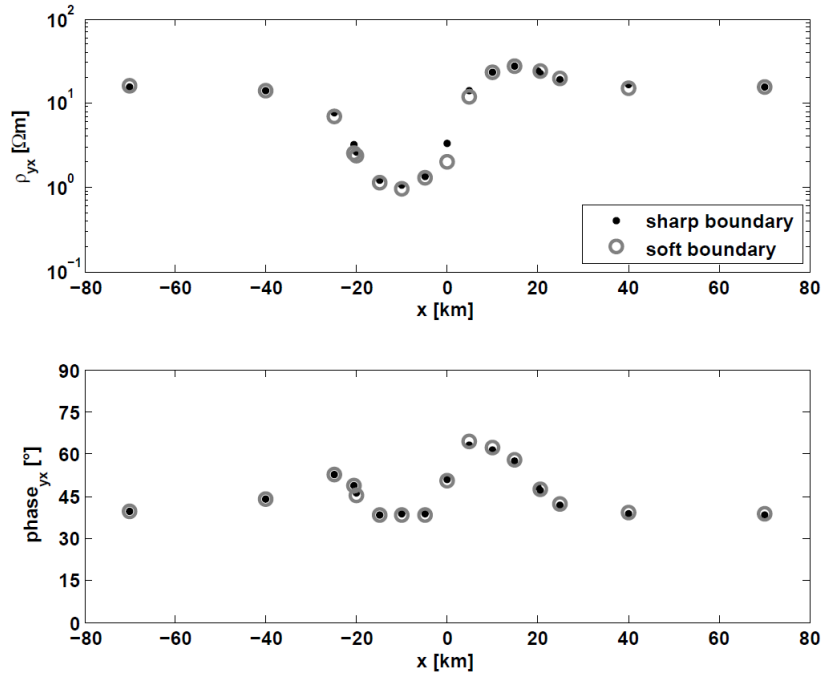


Abbildung 5.4: Modelleingabevergleich (COMMEMI Modells 3D2): Ergebnisse ρ_a (oben) und Phase (unten) der Nebendiagonalkomponente (yx) der Impedanztensoren für Stationen entlang der x-Achse bei $y = z = 0$, berechnet für 100s Periode. Modelleingabe über logische Abfragen und Modellkörperanpassung an das Gitter (graue Kreise „soft boundary“), Modelleingabe mit scharfen Kanten und ebenen Flächen, Gitter passt sich den Modellkörpern an (schwarze Punkte, sharp boundary).

5.6 Interpolation der Zielfrequenzen am Beispiel eines anisotropen 3D Modells

Für die 3D Modellrechnungen werden zwei identische Rechner (geo94 und geo95: i-2*xeon5440, 2, 83GHz, 16GB RAM) verwendet. Die xy-Polarisation und yx-Polarisation wird getrennt voneinander jeweils auf einem Rechner berechnet, was die Gesamtrechnenzeit gegenüber einem Rechner halbiert. Da für jede Zielfrequenz die Geometrie der Basebox verändert wird, bestimmt die Anzahl der Zielfrequenzen maßgeblich die Rechenzeit. Da Übertragungsfunktionen glatte Kurven der Frequenz sind, können sie bis zu einem gewissen Maß zwischen Stützstellen interpoliert werden. Anhand eines anisotropen Modells wird getestet, inwieweit die Interpolation zulässig ist. In Abbildung 5.5 ist ein 1D anisotropes Modell dargestellt, das aus einer 10km dicken und horizontal unendlich ausgedehnten isotropen Schicht mit einem Widerstand von $10\Omega m$ besteht. Darunter schließt sich ein homogener, anisotroper Halbraum mit den elektrischen Widerständen $\rho_x = 10\Omega m$ in x-Richtung und $\rho_y = 100\Omega m$ in y-Richtung an. Die ρ_a und Phasen

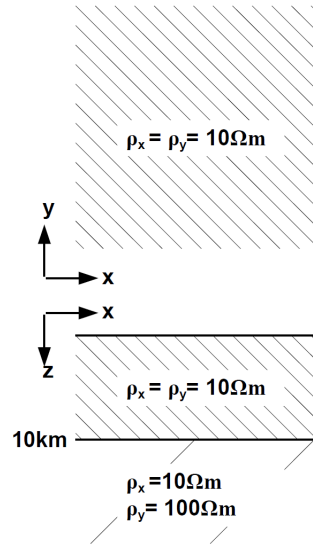


Abbildung 5.5: Anisotropes Testmodell

Kurven der jeweiligen Polarisierungen sind in Abbildung 5.6 dargestellt. Der Verlauf der einzelnen Kurven wird am Ende dieses Abschnitts beschrieben und ist für das direkt Folgende von untergeordneter Bedeutung. Die graue gestrichelte Linie zeigt die Ergebnisse von 1D Modellen, die für die Widerstandsabfolge in x- bzw. y-Richtung mit dem Wait-Algorithmus (Wait 1953) berechnet wurden. Die Kurven der schwarzen Punkte (all T) resultieren aus dem anisotropen Modell, das mit com3D für $t = 15$ Zielperioden (T) berechnet wurde. Mit den roten Punkten (samp. for int T) sind die Ergebnisse des gleichen Modells dargestellt, die jedoch nur für zwei logarithmisch äquidistante Zielperioden pro Dekade, insgesamt $t^1 = 7$ Zielperioden (T^1), berechnet wurden. Zwischen den Realteilen $\Re Z_{xy}(T^1)$ die zu den Zielperioden T^1 berechnet wurden wird an den Perioden T interpoliert, damit $\Re Z_{xy}(T)$ entsteht. Mit dem Imaginärteil wird analog verfahren. Um die Frequenzabhängigkeit der Übertragungsfunktionen zu berücksichtigen werden die Real- und Imaginärteile vor der Interpolation durch $\omega^1 = 2\pi/T^1$ geteilt und nach der Interpolation wieder mit $\omega = 2\pi/T$ multipliziert. Die übrigen Elemente des Impedanztensors werden analog dazu berechnet. Für die Interpolation wird die Matlabfunktion “interp1” mit folgendem Aufruf verwendet:

$$\Re Z_{xy}(T) = \text{interp1}(T^1, \Re Z_{xy}(T^1)/\omega^1, T, \text{"pchip"}) \quad (5.11)$$

T^1 und $\Re Z_{xy}(T^1)/\omega^1$ sind dabei die ursprüngliche Kurve die als Stützstelle dient, T gibt die Perioden an, an denen $\Re Z_{xy}(T)$ durch Interpolation berechnet werden soll. Zwischen den einzelnen Stützstellen wird mit einer kubischen Funktion (Zusatz “pchip”) aus der Matlabbibliothek interpoliert (Fritsch et al. 1980). Nach der Interpolation liegen Übertragungsfunktionen zu den Perioden T (5 Perioden pro Dekade) vor und sind als Widerstands- und Phasen Werte mit den schwarzen Kreisen (int T) dargestellt. Die

Kurven der schwarzen Punkte (alle t Zielperioden berechnet) und der schwarzen Kreise (t^1 Zielperioden berechnet und für t Perioden interpoliert) zeigen eine hervorragende Übereinstimmung sowohl bei den Widerständen als auch bei den Phasen der unterschiedlichen Polarisationen. Der Vergleich mit den 1D Modellen (graue gestrichelte Linie) zeigt nur bei kurzen Perioden (10s und 15,62s) eine leichte Differenz bei den ρ_{yx} Werten von $\approx 2\Omega m$.

Die Rechenzeit für t Zielperioden beträgt für das vorgestellte Modell für beide Polarisierungen zusammen ca. 2,7h. Für t^1 Zielperioden beträgt die Rechenzeit etwa die Hälfte für beide Polarisierungen, ca. 1,3h. Die hervorragende Übereinstimmung von interpolierten und an allen Perioden berechneten Daten zeigt, dass es ausreicht weniger Zielperioden pro Dekade bei der Modellierung zu berechnen und damit Rechenzeit zu sparen.

Das einfache anisotrope Modell zeigt, dass Anisotropie mit unterschiedlichen 1D Modellen für die unterschiedlichen Polarisierungen interpretiert werden kann. Sehr deutlich wird, dass die Phase der xy-Polarisation konstant für alle Perioden bei 45° bleibt, da sich für Ströme in dieser Richtung der Widerstand mit der Tiefe nicht ändert. Das Absinken der yx-Phasen bis zu der Periode 300s auf unter 30° , und der folgende Anstieg auf 45° zeigt die Reaktion der Ströme auf die Widerstandserhöhung bei 10km Tiefe in y-Richtung. Die Widerstände der xy-Polarisation bleiben konstant bei $10\Omega m$ für alle Perioden, wogegen ρ_{yx} von $10\Omega m$ auf $100\Omega m$ ansteigt.

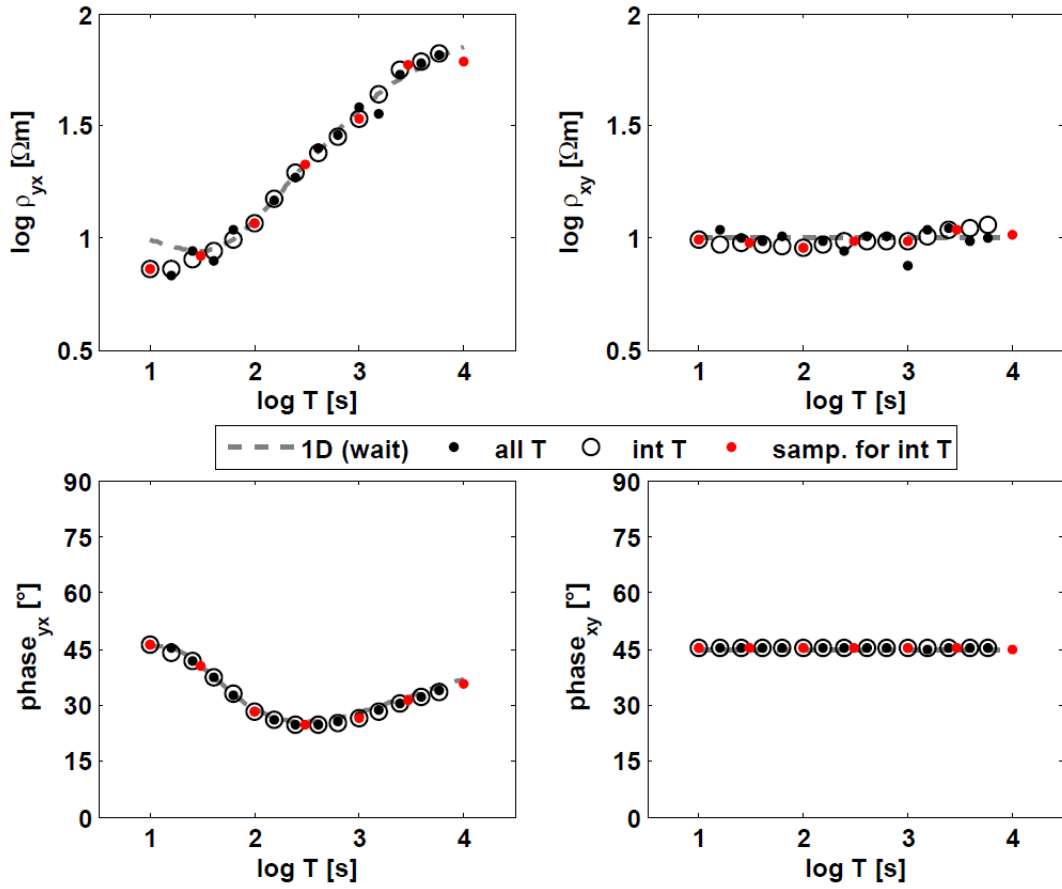


Abbildung 5.6: Ergebnisse des Interpolationsversuchs
 ρ_a (oben) und Phase (unten) der Nebendiagonalelemente xy (rechts) und yx (links) der Impedanztensoren gegenüber der Periode berechnet für das Modell in Abbildung 5.5 an der Stelle ($x = y = z = 0$). Die graue gestrichelte Linie (1D (wait9) zeigt 1D Modellkurven für die Widerstandsabfolge des Modells entlang der x -Richtung bzw. y -Richtung, schwarze Punkte (all T) stellen Modellergebnisse berechnet für $t = 15$ Zielperioden dar, rote Punkte (samp. for int T) sind Ergebnisse berechnet für $t^1 = 7$ Zielperioden die als Stützstellen für die Interpolation dienen, schwarze Kreise (int T) zeigen das Ergebnis nach der Interpolation auf $t = 15$ entlang der Stützstellen (rote Punkte).

5.7 Test von com3D mit dem COMMEMI Modell 3D2

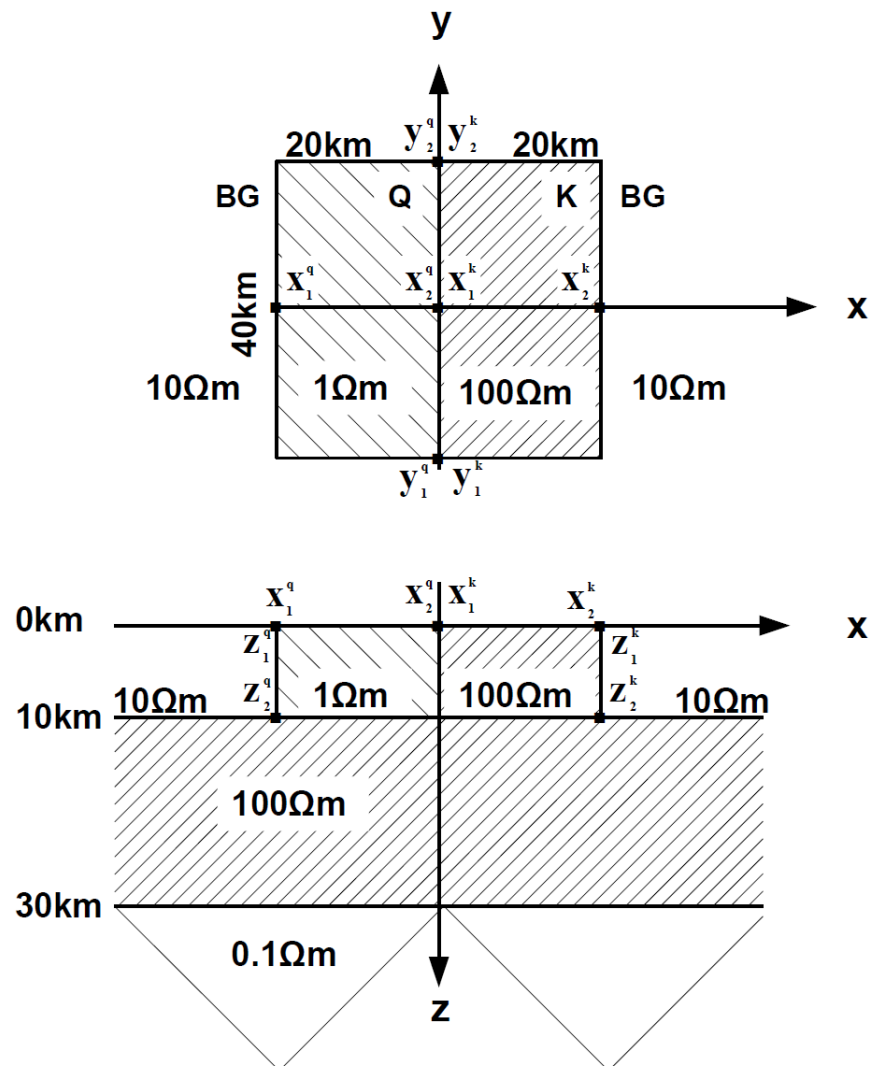


Abbildung 5.7: COMMEMI Modell 3D2

Die markierten Punkte $x_i^j, y_i^j, z_i^j, i = 1, 2, j = q, k$ dienen der Modelleingabe in Abschnitt 5.4

Bei dem internationalen Projekt Comparison of Modelling Methodes for ElectroMagnetic Induction problems (COMMEMI) werden unterschiedliche Methoden zur numerischen Modellierung von geo-elektromagnetischen Feldern vorgestellt und untereinander verglichen. Die bei Zhdanov et al. (1995) vorgestellten Modelle zwei und drei dimensionaler Leitfähigkeitsstrukturen und deren Ergebnisse werden häufig als Referenz benutzt um einen Modellierungscode zu testen. com3D wird ebenfalls an dem Modell 3D2 des COMMEMI Projektes überprüft und die Ergebnisse werden verglichen.

Das Modell 3D2 ist in Abbildung 5.7 mit Abmessungen und spezifischen Widerständen der Modellkörper abgebildet. Elektromagnetische Felder und Übertragungsfunktionen wurden für ein Profil entlang der x-Achse bei $y = z = 0$ und für die Periode $T = 100s$ berechnet. Die Positionen auf dem Profil, an denen die EM Felder berechnet wurden, sind mit denen bei Zhdanov et al. (1995) angegebenen identisch.

Abbildung 5.8 zeigt den Vergleich der EM Felder, die mit com3D berechnet wurden, mit den Daten von Xiong (Zhdanov et al. 1995). Die Felder der Mode Exn sind in der ersten Zeile dargestellt und die Felder der Eyn Mode in der zweiten Zeile. Die Mode beziehen sich auf die Richtung des elektrischen Feldes, dass bei den Modellierungen von Xiong als Anregung verwendet wurde. Die Feldkomponenten (H_x, H_y, E_x, E_y) sind mit den dazugehörigen Feldkomponenten ($H_{xn}, H_{yn}, E_{xn}, E_{yn}$) die bei einer weit von den Anomalien entfernten Station bei $x = -150km \approx -\infty km$ berechnet wurden, normiert. Die Ergebnisse von com3D sind mit Kreisen dargestellt, die Referenzdaten mit mit einer Linie verbundene Punkte. Die Realteile (blau) der EM Felder sind getrennt von den Imaginärteilen (rot) gezeichnet. Der Vergleich zeigt eine sehr hohe Übereinstimmung der Daten von com3D mit den Referenzdaten bei allen Feldern sowohl bei Real- als auch Imaginärteilen. Eine leichte Abweichung ist bei den Imaginärteilen von H_x bei $x = -15km$ und $x = -10km$ zu sehen.

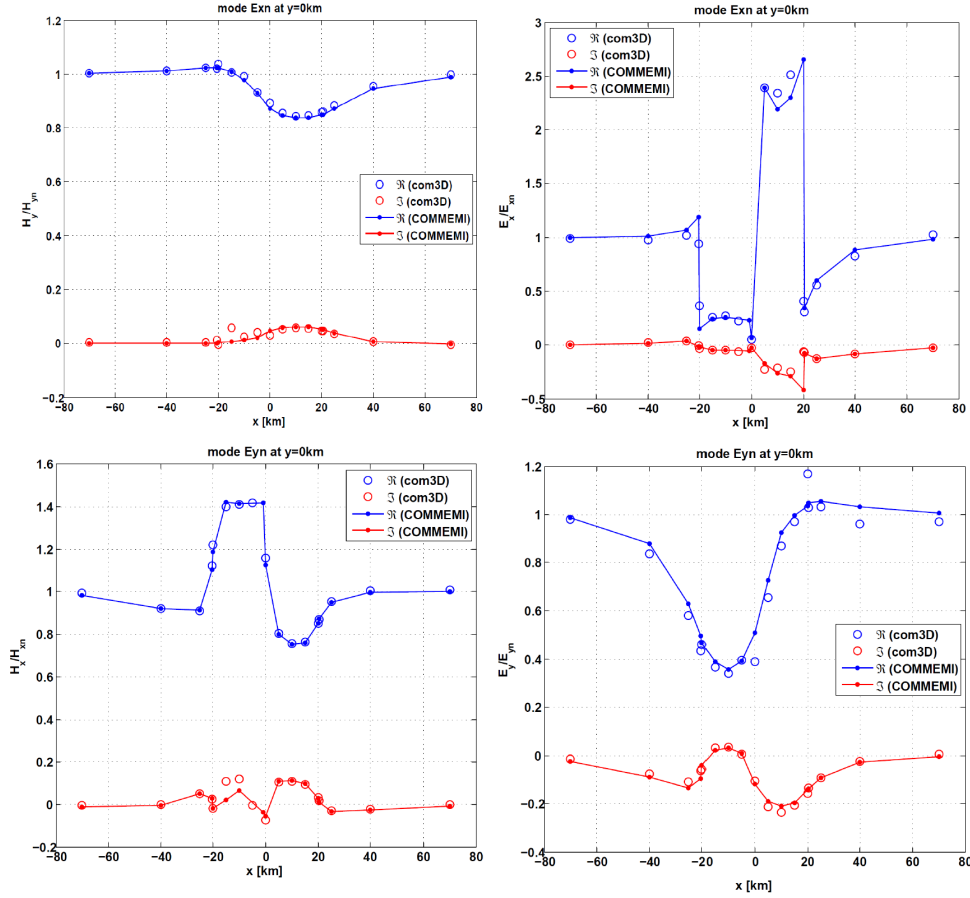


Abbildung 5.8: Vergleich der EM Felder bei 100s Periode: COMMEMI - com3D
 Oben: Mode Exn, unten: Mode Eyn (bezogen auf Anregungsrichtung, siehe Text). Realteile sind blau, Imaginärteile rot. Die Ergebnisse von Xiong (Zhdanov et al. 1995) sind mit Linien verbundene Punkte und die Ergebnisse berechnet mit com3D als Kreise dargestellt.

Bei Zhdanov et al. (1995) sind zusätzlich zu den EM Feldern ρ_a Werte berechnet und angegeben worden. Phasen sind nicht aufgeführt. Um einen weiteren Vergleich zu bekommen wurde das 3D2 Modell mit dem 3D Code X3D von Avdeev et al. (1997) berechnet. Die Widerstände und Phasen sind in Abbildung 5.9 für die Nebendiagonalelemente von $\underline{\underline{Z}}$ dargestellt. Die Daten aus den Berechnungen von X3D sind als grüne gestrichelte Linie, die von Xiong (Zhdanov et al. 1995) als schwarze Punkte und die Ergebnisse von com3D als rote Kreise dargestellt. Die mit com3D berechneten Widerstände beider Polarisationen zeigen eine sehr gute Übereinstimmung sowohl mit den COMMEMI Daten als auch mit den Ergebnissen von X3D. Bei den Phasen zeigen sich ebenfalls keine Abweichungen. Die hier gezeigten Tests und Vergleiche zeigen, dass der Code com3D Ergebnisse vergleichbar mit denen anderer Codes berechnet und somit für die folgenden Modellierungen verwendet werden kann.

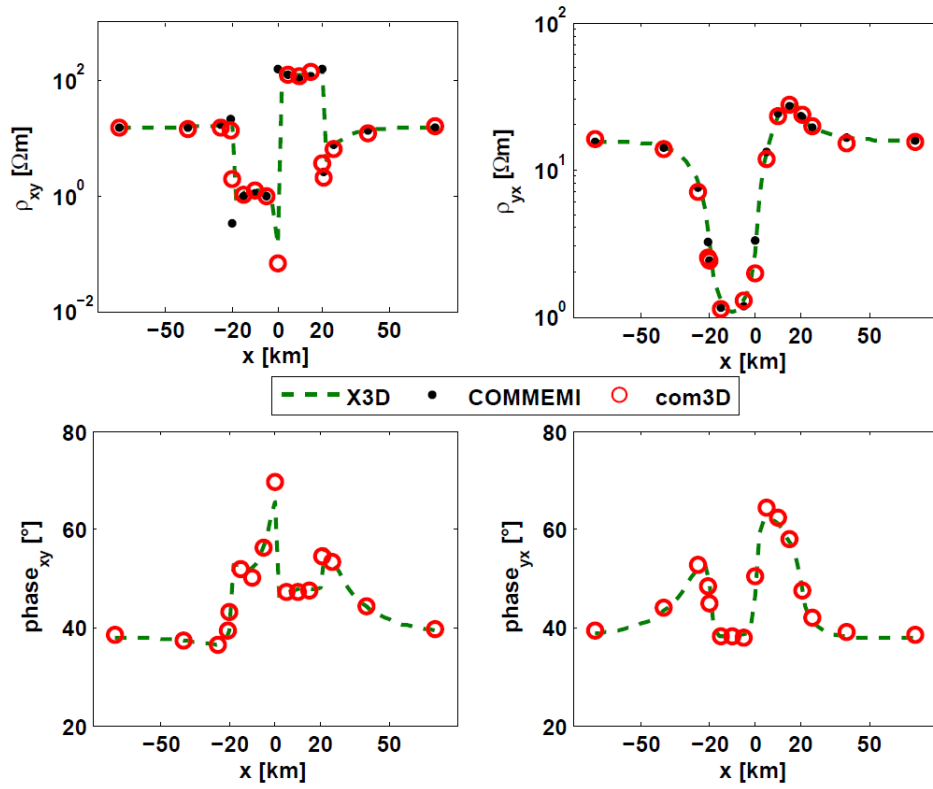


Abbildung 5.9: Übertragungsfunktionen Vergleich bei 100s Periode: COMMEMI - com3D

ρ_a (oben) und Phase (unten) der Nebendiagonalelemente xy (links) und yx (rechts) der Impedanztensoren berechnet für das COMMEMI Modell 3D2 an Stationen entlang der x -Achse bei ($y = z = 0$). Grüne gestrichelte Linie zeigt Modellergebnisse berechnet mit X3D (Avdeev et al. 1997), schwarze Punkte stellen die Ergebnisse von Xiong (Zhdanov et al. 1995) und die roten Kreise die mit com3D berechneten Ergebnisse dar.

6 3D Modellrechnungen

In diesem Kapitel wird ein 3D Modell und dessen Tests vorgestellt, die mit com3D berechnet wurden. Es werden die Phasen Tensor Balken und die Induktionsvektoren der gemessenen und der modellierten Daten visuell verglichen und diskutiert.

6.1 Isotrope Modelle

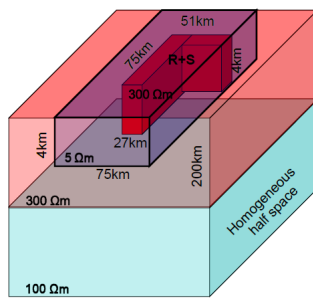


Abbildung 6.1: Isotropes 3D Modell
R+S: RWZ mit Verbindung zur östlichen Riftschulter

Die ersten Modelle werden mit dem 3D Vorwärts Code X3D (Aydeev et al. 1997) gerechnet, bevor com3D entwickelt wurde. Mit diesen Modellen wird der Einfluss des Leitfähigkeitskontrasts zwischen Riftsedimenten und Basement auf die Aufspaltung der minimalen und maximalen Phase überprüft. Das Modell ist in Abbildung 6.1 dargestellt. Abbildung 6.2a und 6.2b zeigen die Modellergebnisse mit PT Balken für die Perioden 100s und 1000s. Zu den PT Balken, die für ein Stationsgitter mit 20km Stationsabstand berechnet wurden, ist zusätzlich die Lage der RWZ und der beiden Grabenschultern mit schwarzen Linien eingezeichnet. Die Formen der RWZ und der Grabenschultern bilden sich in Abbildung 6.2 bei 100s Periode deutlich in den PT Balken ab. Die Stationen nördlich und südlich der RWZ zeichnen sich durch kleine ϕ_{min} -Werte (ca. 10°) und mit ϕ_{max} -Werte um ca. 30° aus. Die größte Aufspaltung zwischen ϕ_{min} und ϕ_{max} wird in dem schmalen Grabenstreifen zwischen dem RWZ Block und dem westlichen Grabenrand mit $\phi_{min} \approx 10^\circ$ und $\phi_{max} \approx 70^\circ$ erkennbar. Außerhalb des Grabens gleichen sich ϕ_{min} und ϕ_{max} mit wachsender Entfernung zum Graben schnell bei ca. 45° an. Bei 1000s Periode (Abbildung 6.2b) zeigen sich bei Stationen im Graben noch ϕ_{min} -Werte um ca. 40° . Außerhalb des Grabens zeigen die Stationen nahezu gleiche ϕ_{min} - und ϕ_{max} -Werte leicht über 45° .

Dieses Modell zeigt einerseits, dass die Anwesenheit eines guten Leiters in großer Tiefe (Homogener Halbraum) die Phasen auf über 45° steigen lässt, andererseits zeigen die PT Balken dieses Modells nicht die in den Messdaten beobachtete Phasenaufspaltung. Es werden nur vereinzelt $\phi_{max} > 60^\circ$ erreicht und die Phasenaufspaltung der Modellergebnisse bezieht sich räumlich hauptsächlich auf Stationen innerhalb des Grabens und auf Perioden $< 1000s$.

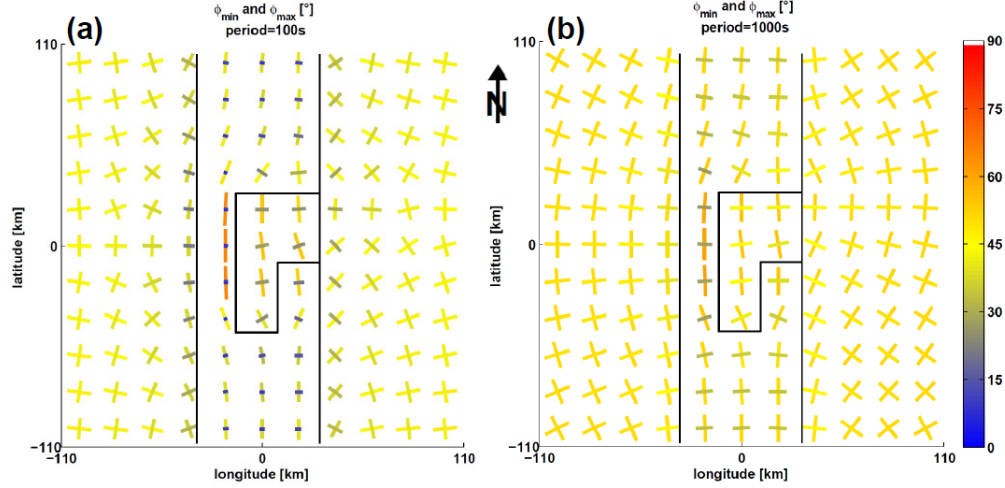


Abbildung 6.2: PT Balken des isotropen Modells, Aufsicht
Phasen Tensor Balken für die Perioden 100s (a) und 1000s (b). Länge und Farbe der Balken entsprechen den Werten von ϕ_{min} bzw. ϕ_{max} . Die Modellkörperumrisse (RWZ und Riftschultern) sind mit schwarzen Linien gekennzeichnet.

Ein weiteres Modell umfasst nahezu das gesamte EARS mit der Aufspaltung in einen westlichen und einen östlichen Ast. Das Rift ist mit 4km Mächtigkeit und $5\Omega m$, das Basement mit $300\Omega m$ simuliert worden. Die Umrisse des Modells sind in der Abbildung im Anhang 9.3 mit schwarzen Linien eingezeichnet. Das Modell soll zeigen ob großräumige Strukturen die Phasenaufspaltung der Messergebnisse reproduzieren können. Anhang 9.3 zeigt die PT Balken für 250s zusammen mit den Grabenumrissen. ϕ_{max} ist in allen Modellbereichen parallel zum guten Leiter orientiert und liegt für fast alle Stationen um 45° . Die Stationen im Graben zeigen ϕ_{min} -Werte um ca. 30° . Außerhalb des Grabens zeigen die Stationen $\phi_{min} \approx \phi_{max} \approx 45^\circ$. Weitere Tests, deren Ergebnisse hier nicht gezeigt sondern nur beschrieben werden, schlossen Modelle mit ein bei denen der gut leitende Graben mit unterschiedlichen Winkeln, von stumpf- bis spitzwinklig, mit den RWZ im Scheitel modelliert wurde. Diese Modelle zeigten nicht die aus den Messdaten beobachtete Aufspaltung der Phasen mit hohen maximalen Phasen. Mit einem weiteren Modell wurde getestet wie sich die Modelldaten verhalten wenn eine Aufwölbung der Asthenosphäre unter dem Rift vorhanden ist. Dieses Modell konnte die beobachteten Daten ebenso nicht erklären.

Die mit X3D berechneten Modelle haben gezeigt, dass ein guter Leiter in größerer Tiefe (hier bei 200km) einen Anstieg der minimalen Phasen über 45° bei langen Perioden bewirken kann. Der Leitfähigkeitsunterschied zwischen den Riftsedimenten und dem Basement reicht nicht aus, um die in den Messdaten beobachtete Aufspaltung von ϕ_{min} und ϕ_{max} zu reproduzieren. Weiter werden keine $\phi_{max} > 60^\circ$ über einen großen lateralen Bereich erreicht.

6.2 Anisotrope Modelle

6.2.1 1D Modelle der AMT Daten

Im Jahr 2008 wurden an den LMT Stationen dieser Messkampagne zusätzlich AMT Messungen durchgeführt. Die AMT Daten der Stationen MWEY (Anhang 9.5a) und KAZI (Anhang 9.5b) im Rift südlich der RWZ zeigen im Periodenbereich zwischen $0,07s$ und $100s$ nahezu 1D Charakteristik. Im Bereich von $0,07s$ bis $1s$ sind die ρ_a - und Phasen-Werte der Z_{xy} und Z_{yx} Komponenten des Impedanztensors beider Stationen nahezu identisch. Für Perioden größer $1s$ zeigt sich bei beiden Stationen eine leichte Aufspaltung von Z_{xy} und Z_{yx} sowohl in den Phasen als auch in den Widerständen (vgl.: Anhang 9.5 a und b). Auf Grund dieser leichten Aufspaltung, die eine Abweichung vom 1D Fall signalisiert, wird die Berdichevsky-Invariante $Z_B = 0,5 \cdot (Z_{xy} - Z_{yx})$ (Berdichevsky et al. (1976)) berechnet und für die 1D Modellierung verwendet. Z_B ist eine 1D Näherung eines 2D Falles und ist invariant gegenüber einer Rotation des Koordinatensystems.

Station:	MWEY		KAZI	
Schicht	d [m]	ρ [Ωm]	d [m]	ρ [Ωm]
1	700	3	767	5
2	\sim	100	\sim	100

Tabelle 6.1: 1D Modelle

In Abbildung 6.1 sind die Berdichevsky-Invarianten der AMT Daten der Stationen MWEY (Abbildung 6.1b) und KAZI (Abbildung 6.1a) als ρ_a - und Phasenkurven dargestellt. Die Modellkurven der Modelle aus Tabelle 6.1 sind als rote Linie über die Messdaten gelegt. Die 1D Modelle beider Stationen sind sehr ähnlich und zeigen einen guten Leiter an der Oberfläche mit ca. 700-750m Mächtigkeit, gefolgt von einem schlechteren Leiter, dessen Mächtigkeit mit den vorhandenen Daten nicht aufgelöst werden kann. Die Leitfähigkeit des guten Leiters an der Oberfläche liegt in der Größenordnung der Leitfähigkeit ($5\Omega m$) mit der Simpson (2000) die Riftsedimente im östlichen Riftast modelliert hat.

Der Widerstand der Riftsedimente wird aus den 1D Modellen der Stationen MWEY und KAZI und aus den Modellergebnissen von Simpson (2000) mit $5\Omega m$ angenommen und dient als Skalierung für die weiteren Widerstände der folgenden 3D Modelle. Die Skalierung ist nötig, da die 3D Modelle über die PT Invarianten ϕ_{min} und ϕ_{max} an die Messdaten angepasst werden und die Phasen nur Information über Widerstandsänderungen enthalten und nicht über die Beträge der Widerstände selbst.

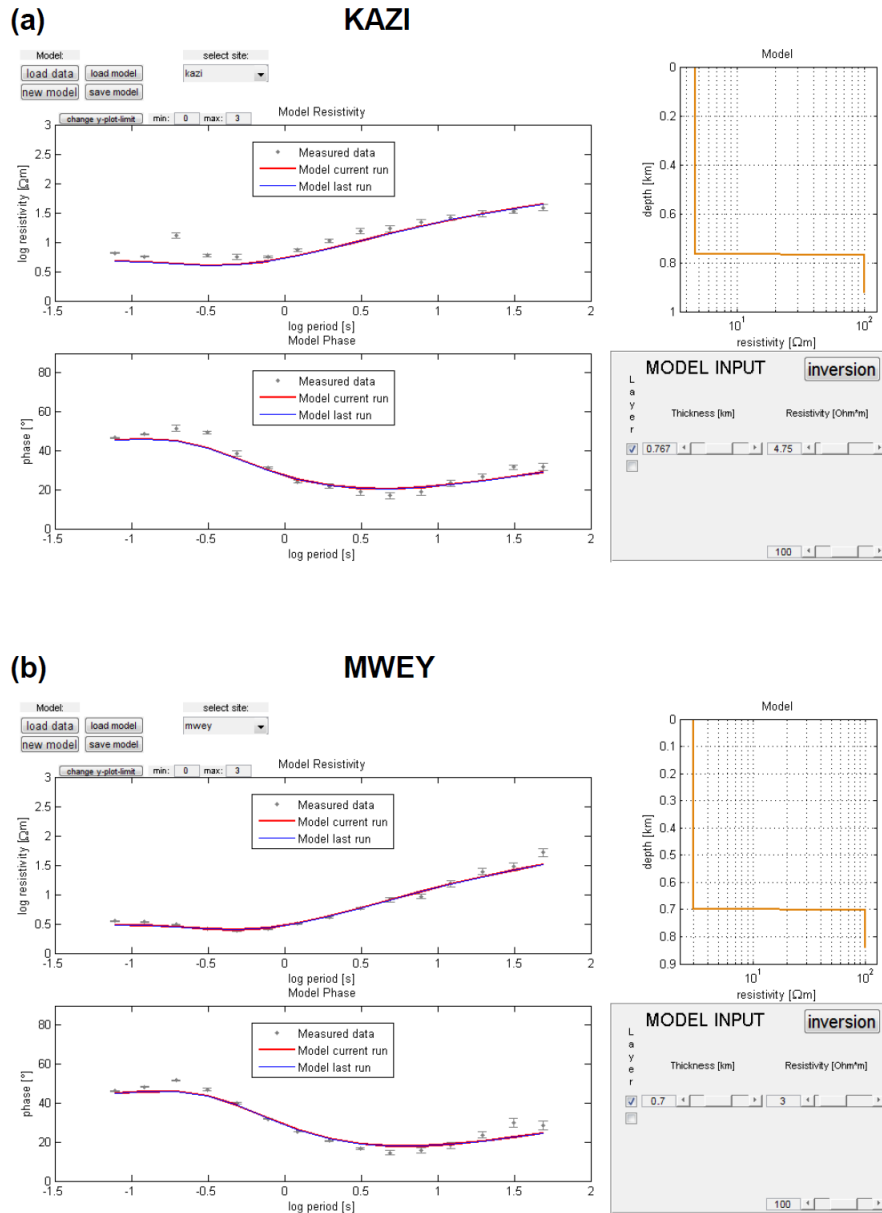


Abbildung 6.3: 1D Modelle für AMT Daten
 ρ_a (oben) und Phase (unten) der Berdichevsky Invarianten sind gegenüber der Periode aufgetragen (grau). Die Modellkurven des aktuellen Modells sind rot, die des letzten Anpassungsversuchs blau. Rechts ist das Modell angegeben (vgl.: Tabelle 6.1).
 (a) Station KAZI, (b) Station MWEY.

6.2.2 Vorarbeiten in 2D

Erste anisotrope 2D Modelle mit Comsol

Da es mit den getesteten isotropen Modellen (vgl.: Abschnitt 6.1) nicht möglich war die Besonderheiten der gemessenen Daten zu simulieren wurden mit Comsol erste Tests mit anisotropen Modellen (Dike-Modelle) gerechnet. Die Tests wurden in 2D durchgeführt und zeigten, dass mit Anisotropie, bei der der Widerstand einer der beiden horizontalen Richtungen mit wachsender Tiefe abnimmt, eine Aufspaltung von ϕ_{min} und ϕ_{max} über den Periodenbereich von 10s bis 10000s mit $\phi_{max} > 60^\circ$ möglich ist (Abbildung 6.4). Auf Grund dieser Ergebnisse wurde com3D entwickelt.

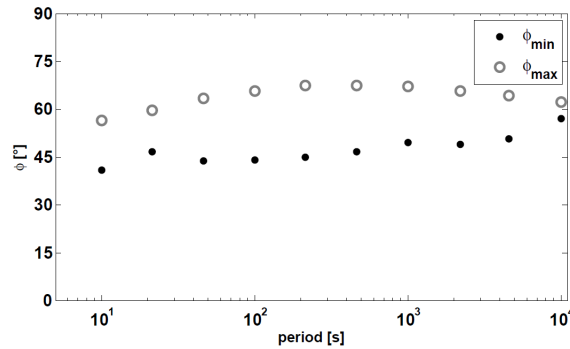


Abbildung 6.4: Anisotropie in Comsol 2D

ϕ_{min} (schwarz) und ϕ_{max} (grau) sind gegenüber der Periode aufgetragen und zeigen eine Aufspaltung mit hohen ϕ_{max} -Werten.

2D Inversionsmodell der nördlichen Stationen

Die Stationen KIHU, KASI, KAGO, KMTW und KARU (vgl.: Abbildung 3.4) wurden zu einem Profil senkrecht zum Rift zusammengefasst. Die Impedanzen dieser Profilstationen wurden mit dem nicht linearen, konjugierte Gradienten Code von Rodi and Mackie (2001) nach den Moden TE und TM invertiert. Die Stationen CAVE und UTCK wurden auf Grund ihrer deutlichen Anzeichen für eine 3D Leitfähigkeitsanomalie nicht für das Profil berücksichtigt. Stark streuende Datenpunkte der ρ_a - und Phasenkurven wurden nicht berücksichtigt und die übrigen Impedanztensoren um den Winkel des Rifts gegenüber Norden (ca. 25°) im Uhrzeigersinn rotiert. Die Ströme der TE Mode sind somit parallel zur Rift Achse und die der TM Mode senkrecht dazu. Die Regularisierung des Modells wurde getestet und auf $\tau = 3$, der error floor der Widerstände auf 20% und der der Phasen auf 5% gesetzt. Die error floor Parameter dienen als Schranke und werden anstelle der Datenfehler benutzt, falls diese unter der Schranke liegen. Durch die kleinere Schranke bei den Phasen wird erreicht, dass bei der Inversion ein höheres Gewicht auf der Anpassung der Phasen liegt. Das mit einem homogenen Halbraum mit $100\Omega m$ als Startmodell berechnete Modell ist in Abbildung 6.5 dargestellt. Es zeigt zwischen den Stationen KMTW und KARU in 5- 25km Tiefe einen auffällig guten Leiter, der

durch Sensitivitätstests bestätigt wurde. Der gute Leiter kann von seiner Lage her mit dem Vulkanfeld bei Fort Portal (vgl.: Abbildung 3.4) zusammenhängen, das sich vor allem durch seine karbonatitischen Laven auszeichnet (Barker et al. 1989). Gaillard et al. (2008) zeigen, dass bereits geringe Mengen von karbonatitischer Schmelze die elektrische Leitfähigkeit im oberen Mantel im Verhältnis zu silikatischer Schmelze oder Olivin stark erhöhen. Eventuell besteht ein Zusammenhang zwischen dem guten elektrischen Leiter und karbonatitischer Schmelze in der Kruste unter dem Vulkanfeld.

Die weiteren Modellwiderstände liegen zum großen Teil zwischen $100\Omega m$ und $500\Omega m$. Zwischen den Stationen KAGO und KASI zeigt sich eine Zone geringerer Leitfähigkeit mit Widerständen um $1000\Omega m$. Die Anpassung der Modelldaten an die Messdaten ist sehr gut, der geringe Fehler ($rms = 0.83$) resultiert aber auch aus den großen Datenfehlern für die TE Mode der Station KAGO. Die Anpassungen des 2D Modells ist im Anhang 9.2 gezeigt. Das 2D Modell kann unter Aussparung der 3D Effekte die Messdaten des hier gezeigten Profils erklären.

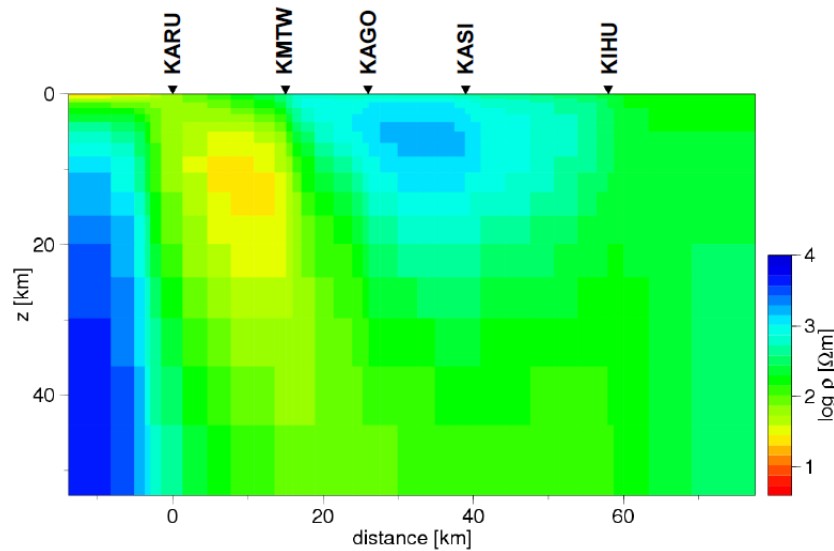


Abbildung 6.5: 2D Inversionsmodell

Die Information aus dem 2D Modell wurde in ein 3D Modell übernommen um den Einfluss des guten Leiters auf die Daten der übrigen Stationen zu überprüfen. Der Hintergrundwiderstand wurde dabei isotrop gesetzt. ϕ_{min} und ϕ_{max} aus den Modelldaten zeigen nicht die in den Messdaten beobachtete Aufspaltung und hohen ϕ_{max} -Werte (vgl.: Abbildung 6.6c). Die Induktionsvektoren der Modellstation KAGO (6.6b) haben eine gewisse Ähnlichkeit mit den beobachteten Induktionsvektoren. Bei UTCK (6.6a) ist eine deutliche Abweichung zwischen beobachteten und modellierten Induktionsvektoren zu sehen. Auf Grund des zusätzlichen guten Leiters östlich der Station UTCK zeigen die Induktionsvektoren von diesem weg.

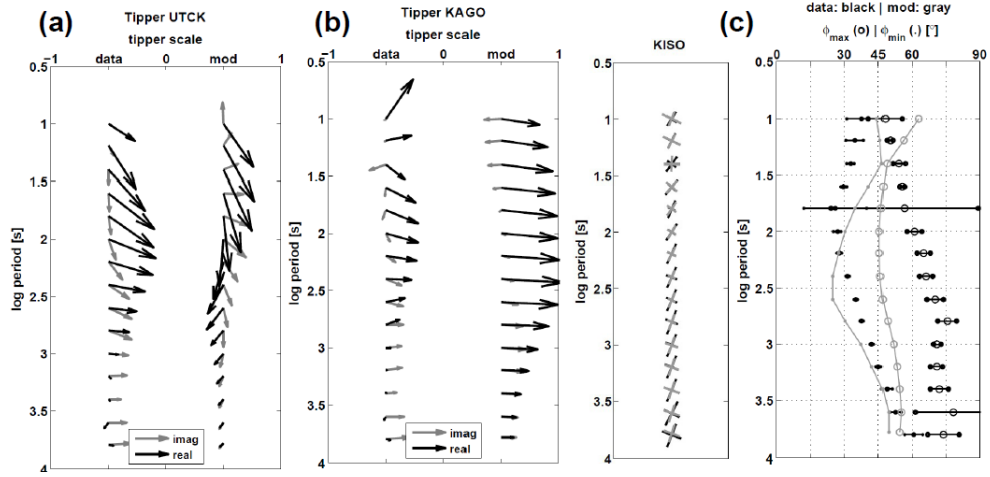


Abbildung 6.6: Vergleich: Messdaten - Modelldaten (2D Info in 3D Modell)
 Induktionsvektoren: (a) Station UTCK, (b) Station KAGO, Realteile sind schwarz und
 Imaginärteile grau. Beobachtete Daten (linke Spalte) modellierte Daten (rechte Spalte). (c)
 Vergleich von modellierten (grau) und beobachteten (schwarz) Phasen Tensor Invarianten der
 Station KASI: PT Balken (linke Spalte), ϕ_{min} (Punkte) und ϕ_{max} (Kreise) rechte Spalte.

6.2.3 Anisotropes 3D Modell

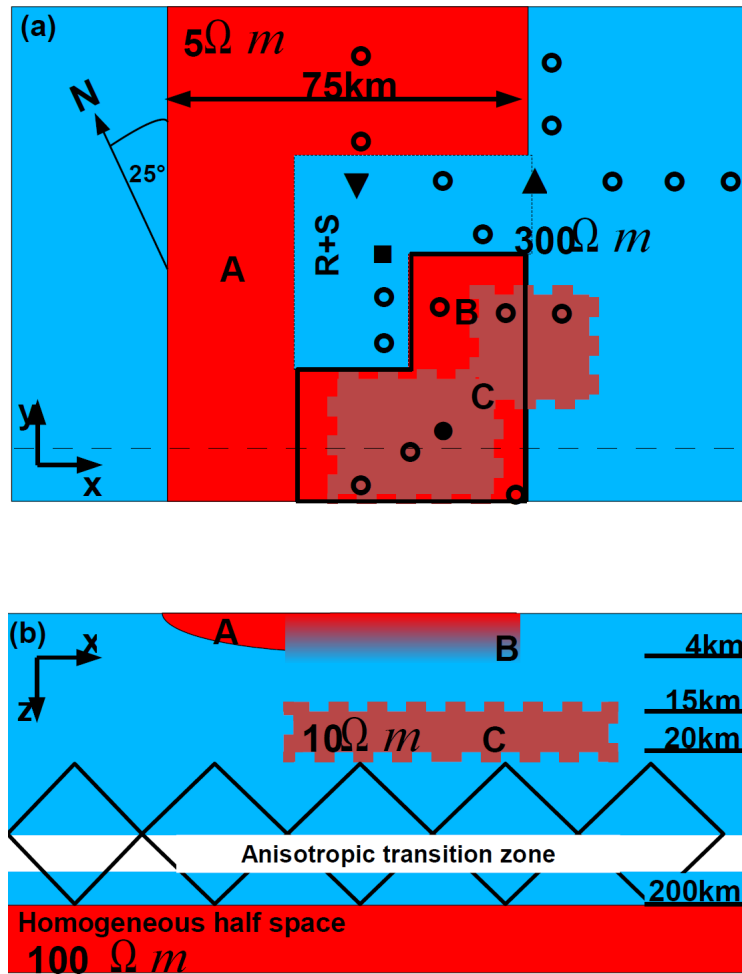


Abbildung 6.7: Anisotropes 3D Modell

Aufsicht (a) und Querschnitt (b) des anisotropen 3D Modells. Die gestrichelte Linie in (a) markiert die Position von (b). Modellstationen sind mit schwarzen Kreisen eingezeichnet. Stationen für Modelldaten in Abbildung 7.1: ▼: UTCK, ▲: KAGO, und Abbildung 7.3: ■: KISO, ●: KASE. A: Bereich der Riftsedimente, B: Bereich mit reduzierter Sedimentmächtigkeit, C: guter Leiter in krustaler Tiefe, R+S: RWZ mit Verbindung zur östlichen Riftschulter. Das Modell ist um 25° im Uhrzeigersinn gegen geographisch Nord gedreht.

Ein anisotropes 3D Modell ist in Abbildung 6.7a und b in einer Aufsicht (x-, y-Richtung) und als vertikaler Querschnitt (x-, z-Richtung) dargestellt. Die Lage des Querschnitts (Abbildung 6.7b) ist in der Aufsicht (Abbildung 6.7a) mit der schwarzen gestrichelten Linie gekennzeichnet.

Das 3D Modell besteht aus einem gut leitenden Graben in Form einer halben Ellipse (Körper A), die in y-Richtung (Nord-Süd-Richtung) weit ausgedehnt ist, mit einem Widerstand von $5\Omega m$. Die Sedimentmächtigkeit des Grabens ist im Albertine Rift von Karner et al. (2000) aus gravimetrischen Messungen auf ca. 4km geschätzt worden und wird als Modellgröße übernommen. Die horizontale Ausdehnung des Grabens in x-Richtung (Ost-West-Richtung) und die des Rwenzori Gebirges ist aus der Topographischen Karte in Abbildung 3.4 entnommen. Der Körper B markiert einen Bereich des Grabens süd-östlich der RWZ und stellt einen Teil des Grabens mit reduzierter Sedimentmächtigkeit dar. In 15-20km Tiefe liegt ein guter Leiter (Block C) mit $10\Omega m$, der mit zwei horizontal versetzten Platten modelliert wird. Der anisotrope Teil des Modells beginnt in ca. 30km Tiefe und erstreckt sich horizontal über das gesamte Modell. Die Widerstandsverteilung in x-Richtung (schwarz) und y-Richtung (grau) gegenüber der Tiefe (z) ist in Abbildung 6.8 dargestellt. Die Widerstandsverteilung ist aus Übersichtsgründen linear und nur bis zu einer Tiefe von 80km dargestellt. Der schwarz ausgefüllte Kreis in Abbildung 6.7a markiert die Stelle für das Widerstandstiefenprofil in Abbildung 6.8. Der Widerstand für die x- und y-Richtung steigt zunächst von $z = 0km$ von $5\Omega m$ auf $300\Omega m$ bei $z = 4km$ (Körper B), der gute Leiter (Körper C) mit $10\Omega m$ liegt zwischen 15 und 20km. Darunter schließt sich der anisotrope Bereich an. Der Widerstand in y-Richtung ist von 30km bis 200km Tiefe mit $300\Omega m$ konstant. In der gut leitenden x-Richtung fällt der Widerstand im Tiefenbereich von 30km bis 50km von ca. $300\Omega m$ um den Faktor 10 und sinkt für größere Tiefen zwar weniger schnell aber kontinuierlich weiter. In 200km Tiefe schließt ein homogener Halbraum mit $100\Omega m$ das Modell ab.

Die Elektromagnetischen Felder werden für die Zielperioden (10s, 30s, 100s, 300s, 1000s, 3000s, 10000s) berechnet. Bei der Berechnung der Modellübertragungsfunktionen $\underline{\underline{Z}}^{mod}$ aus den Modelldaten werden E- und B-Felder von Modellstationen so kombiniert, dass sie denen mit dem T-MT-Aufbau gemessenen Feldstationen entsprechen. Das Modell ist um 25° zu geographisch Nord im Uhrzeigersinn gedreht. Die Modellstationen sind als schwarze Kreise in Abbildung 6.7 eingezeichnet, die Stationen an denen das Modell exemplarisch diskutiert wird sind gesondert markiert (vgl.: Bildunterschrift Abbildung 6.7).

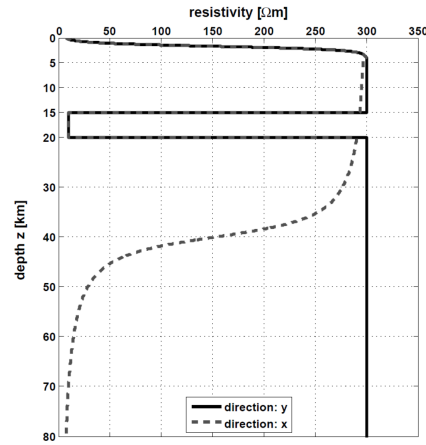


Abbildung 6.8: Widerstandstiefenprofil

Die Position des Widerstandstiefenprofils ist mit ● in Abbildung 6.7b gekennzeichnet. Der Widerstand in y-Richtung (Rift parallel) ist grau gestrichelt, der in x-Richtung (senkrecht zum Rift) schwarz dargestellt.

6.2.4 Tests der Modellparameter

Die Modellwiderstände im anisotropen Bereich des 3D Modells und im Körper B ändern sich mit der Tiefe (z). Die Tiefenabhängigkeit der Widerstände wird über Funktionen abhängig von der Tiefe (z) umgesetzt. Im Falle des anisotropen Bereichs mit einer Arkustangens Funktion und im Fall des Körpers B mit einer Tangens Hyperbolicus Funktion.

Test zur Tiefenlage des anisotropen Bereiches

Für den folgenden Test wurde das in Abschnitt 6.2.3 beschriebene Modell ohne die Körper B und C verwendet. Der Hintergrund wird anisotrop gewählt, mit der gut leitenden Richtung in x-Richtung, also senkrecht zur Riftachse und der schlecht leitenden Richtung in y-Richtung (Rift parallel).

Um über einen großen Periodenbereich Phasen größer als 45° zu erzeugen, ist es im 1D Fall nötig, dass die Leitfähigkeit mit größerer Tiefe immer weiter zunimmt. Die Zunahme der Leitfähigkeit mit wachsender Tiefe wird bei com3D mit einer Arkustangens Funktion umgesetzt. Die Arkustangens Funktion (\arctan) hat einen Wertebereich $-\frac{\pi}{2} < \arctan(x) < \frac{\pi}{2}$ und die Asymptoten $\arctan(x) \rightarrow \pm\frac{\pi}{2} : x \rightarrow \pm\infty$.

Die von der Tiefe¹ z abhängige Leitfähigkeit $s_x(z)$ in x-Richtung ergibt sich aus:

$$s_x(z) = s_x^{st} / \underbrace{(0,5 + \arctan((z - at1)/atscale)/\pi)}_{a_{arctan}} \quad (6.1)$$

In a_{arctan} ist die Arkustangens Funktion von der Tiefe z abhängig und so verschoben, dass sie zwischen Null und Eins liegt. s_x^{st} ist die Startleitfähigkeit². Durch $s_x(z) = s_x^{st} / a_{arctan}(z)$ wird erreicht, dass $s_x(z)$ mit wachsender Tiefe von s_x^{st} ab ansteigt. Die Variable $atscale$ beeinflusst die Steilheit und $at1$ die Tiefenlage des Wendepunkts der Arkustangens Funktion.

¹Bezogen auf das Comsol Koordinatensystem mit z-Richtung negativ nach unten

²Der hochgestellte Index bei s_x^{st} ist keine Potenz.

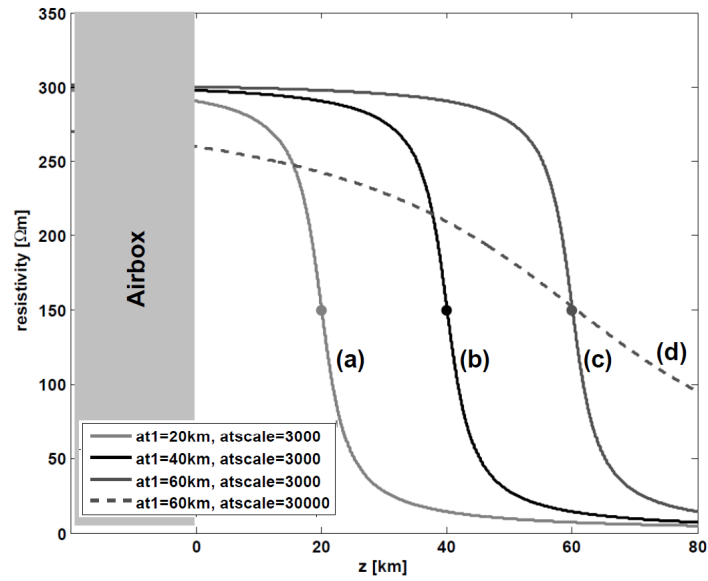


Abbildung 6.9: Widerstands - Tiefen Relationen
Modellwiderstände der x-Richtung gegenüber der Tiefe (z) in Abhängigkeit der Arkustangensfunktionsvariablen $atscale$ und $at1$. Fall (a) bis (d) siehe Tabelle 6.2.

An der Station NYAN wird getestet wie sich unterschiedliche Werte für $atscale$ und $at1$ auf die Leitfähigkeit in x-Richtung mit der Tiefe, damit auf die EM Felder des Modells und somit wiederum auf ϕ_{min} und ϕ_{max} auswirken. Die Leitfähigkeit in y-Richtung ist bis 200km Tiefe konstant mit $300\Omega m$. Abbildung 6.9 zeigt den Verlauf von $1/s_x(z)$ gegenüber der Tiefe z für vier unterschiedliche Kombinationen von $atscale$ und $at1$ (vgl.: Tabelle 6.2). Der Einfluss von $s_x(z)$ dieser vier Fälle (a,b,c,d) auf ϕ_{min} und ϕ_{max} ist in Abbildung 6.10 dargestellt. Die Messdaten der Station NYAN sind schwarz, die Modelldaten die für die Perioden 10s, 100s, 1000s und 10000s berechnet wurden sind grau, ϕ_{min} ist durch Punkte und ϕ_{max} durch Kreise dargestellt.

Fall	$at1$	$atscale$
(a)	20km	3000
(b)	40km	3000
(c)	60km	3000
(d)	60km	30000

Tabelle 6.2: Parameter der Arkustangensfunktion

Die modellierten ϕ_{max} -Werte im Fall a steigen bis 100s Periode auf Werte um 70° und bleiben auf diesem Niveau bis 10000s. Im Fall b steigt ϕ_{max} von 10s an kontinuierlich bis bei 1000s das Maximum um 75° erreicht wird. Für Perioden $> 1000s$ sinkt ϕ_{max} auf ca. 70° . Bei c steigt ϕ_{max} weniger stark bei kurzen Perioden, verglichen mit b und erreicht ebenfalls das Maximum von ca. 75° bei 1000s Periode. Die Daten im Fall d zeigen die niedrigsten ϕ_{max} -Werte mit einem Maximum von 60° bei 1000s. In den Fällen a bis c vergrößert sich jeweils die Tiefenlage des Wendepunktes (*at1*) der Arkustangens Funktion, weswegen im Fall a das Maximum der ϕ_{max} -Werte bei kürzeren Perioden erreicht wird als bei b und c. Bei c sinkt der Widerstand erst bei einer größeren Tiefe als bei b, weswegen der Anstieg bei ϕ_{max} erst bei längeren Perioden einsetzt. Der Vergleich von c und d zeigt eindeutig, dass im Fall d die Steilheit der Arkustangens Funktion zu gering ist und somit der Leitfähigkeitskontrast mit wachsender Tiefe weniger stark ist, verglichen mit c, weswegen die ϕ_{max} -Werte im Fall d nicht das hohe Niveau von c erreichen.

Für Perioden $> 100s$ passt der Fall b die gemessenen ϕ_{max} -Werte am besten an und zeigt, dass der Bereich in dem die Leitfähigkeit in x-Richtung stark zunimmt zwischen 30 und 50km liegen sollte um die gemessenen ϕ_{max} -Werte zu erklären. Dieser Vergleich verdeutlicht auch, dass die ϕ_{min} -Werte von den Änderungen in $s_x(z)$ nahezu nicht beeinflusst werden. Die Leitfähigkeit $s_z(z)$ wird im anisotropen Bereich entsprechend $s_x(z)$ gesetzt.

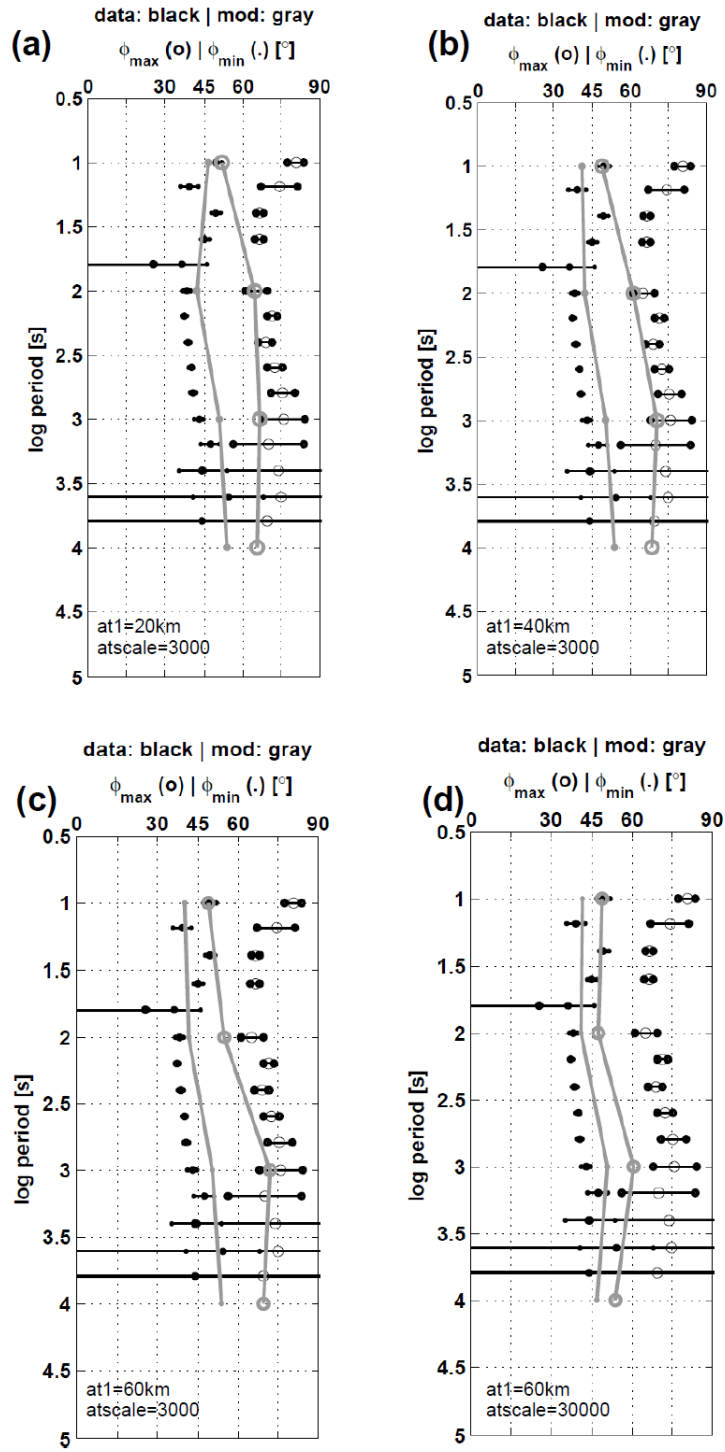


Abbildung 6.10: Testergebnisse zur Tiefenlage des anisotropen Bereichs

Widerstände im Modellkörper B

Der Anstieg des isotropen, elektrischen Widerstandes im Körper B von $5\Omega m$ bei $z = 0km$ auf $300\Omega m$ bei $z = 4km$ wird durch eine Tangens Hyperbolicus Funktion (\tanh) umgesetzt. Der Wertebereich der Tangens Hyperbolicus Funktion ist $-1 < \tanh(x) < 1$ und die Asymptoten $\tanh(x) \rightarrow \pm 1 : x \rightarrow \pm\infty$. Das Vorgehen ist ähnlich zu dem mit der Arkustangens Funktion im vorherigen Abschnitt. Die Leitfähigkeit im Körper B ist isotrop und es gilt:

$$s_j(z) = (((\tanh((z - th1)/thscale) + 1)/2) \cdot (s_{start} - s_{end})) + s_{end} \quad (6.2)$$

mit $j = x, y, z$

Die \tanh Funktion ist abhängig von der Tiefe (z)³. Die Lage des Wendepunkts wird durch die Variable $th1$ und die Steilheit der \tanh Funktion durch $thscale$ festgelegt. Die \tanh Funktion ist so verschoben, dass sie zwischen den “neuen” Asymptoten s_{start} und s_{end} liegt. Die Leitfähigkeiten s_{start} und s_{end} geben die Start- und Zielwerte an zwischen denen sich $s_j(z)$, $j = x, y, z$ mit wachsender Tiefe bewegt. Der Vorteil der \tanh Funktion gegenüber der \arctan Funktion ist, dass sie die Asymptoten “schneller” erreicht (vgl.: Theoretisches Beispiel der Funktion $\arctan(x)$ und $\tanh(x)$ in Abbildung 6.11). Damit ist es möglich Leitfähigkeiten z.B. über einen Tiefenbereich graduell von s_{start} zu s_{end} zu ändern.

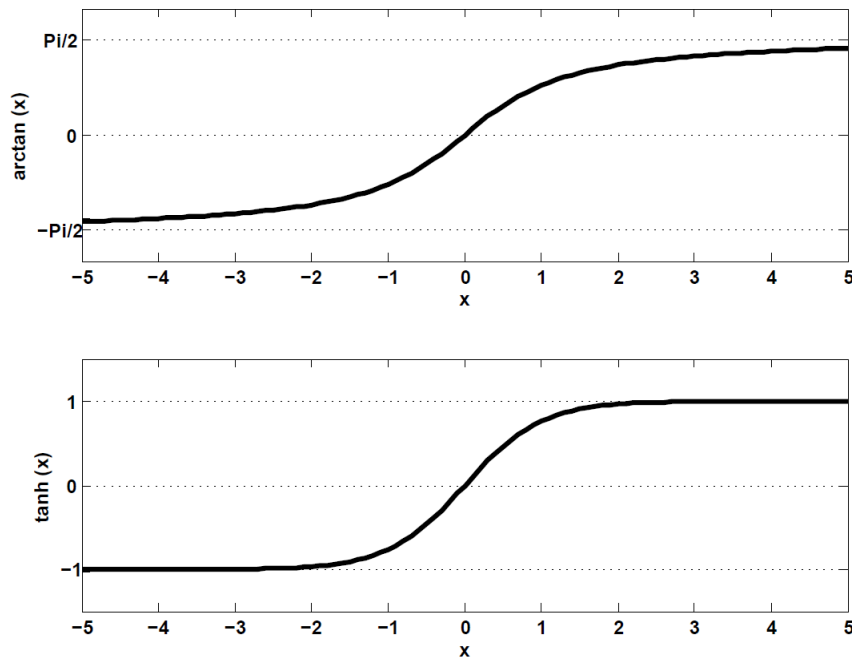


Abbildung 6.11: Arkustangens - Tangens Hyperbolicus

³Bezogen auf das Comsol Koordinatensystem mit z-Richtung negativ nach unten

Tests zur Lage des guten Leiters (Körper C)

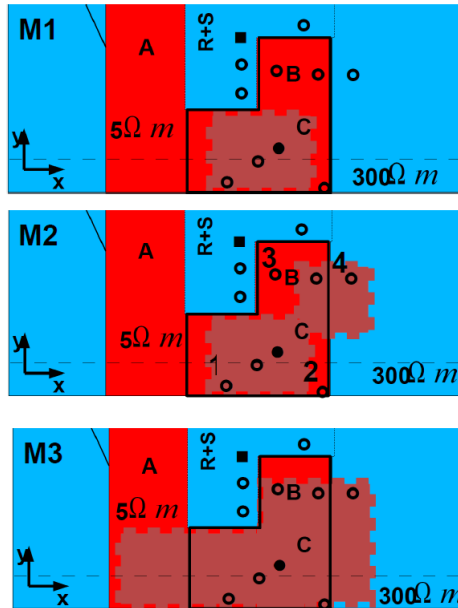


Abbildung 6.12: Testmodelle

Testmodelle M1, M2, M3 zur Überprüfung der horizontalen Lage von Körper C. Es ist jeweils die untere Hälfte des 3D Modells in Abbildung 6.7 gezeigt. Stationskennzeichnung in M2:

1: MWEY, 2: JACA, 3: HIMA, 4: NYAN

Der gut leitende Körper C wird auf seine Ausdehnung und Lage in horizontaler und vertikaler Richtung getestet. Die drei Modelle M1, M2 und M3 (Abbildung 6.12) zeigen den unteren Teil des Modells in Abbildung 6.7. Die horizontale Lage von Körper C wird in den Modellen M1, M2 und M3 variiert. Die Ergebnisse werden an den Stationen MWEY, HIMA, NYAN und JACA gegenüber den Messdaten dieser Stationen getestet. Die Abbildungen 6.13 zeigt in (a) die Anpassung des Modells M2 und in (b) die Anpassung des Modells M3 der Station MWEY. In Abbildung 6.14 ist in (a) Modell M1 und in (b) Modell M2 der Station NYAN dargestellt. HIMA und JACA sind im Anhang 9.4 gezeigt. Die Daten werden über die PT-Balken in der linken Spalte und die ϕ_{min} - (Punkte) und ϕ_{max} -Werte (Kreise) in der rechten Spalte verglichen. Messdaten sind schwarz, Modelldaten grau.

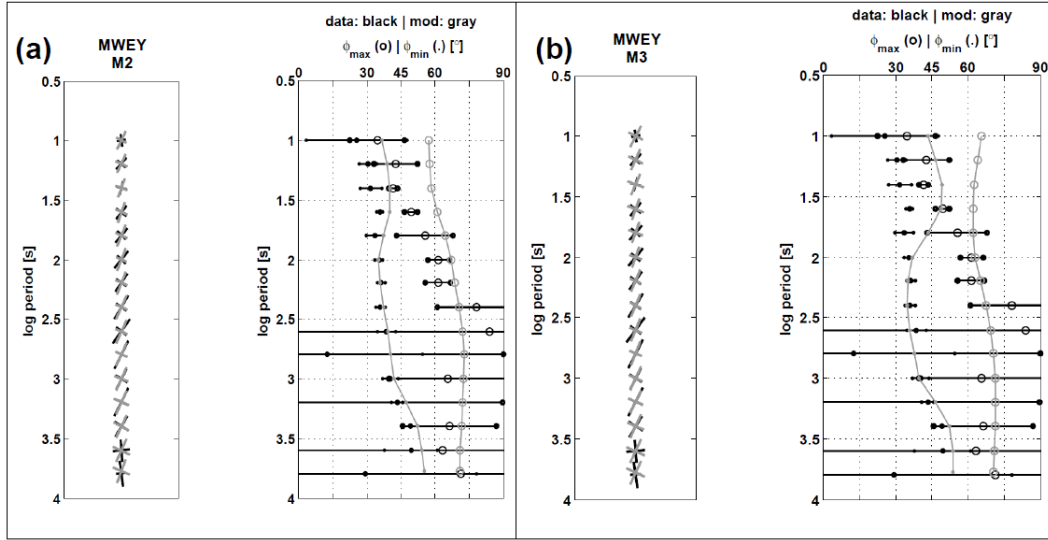


Abbildung 6.13: MWEY: Test zu Körper C

Vergleich von modellierten (grau) und beobachteten (schwarz) Phasen Tensor Invarianten: PT Balken (linke Spalte) ϕ_{min} (Punkte) und ϕ_{max} (Kreise) rechte Spalte. (a) M2, (b) M3.

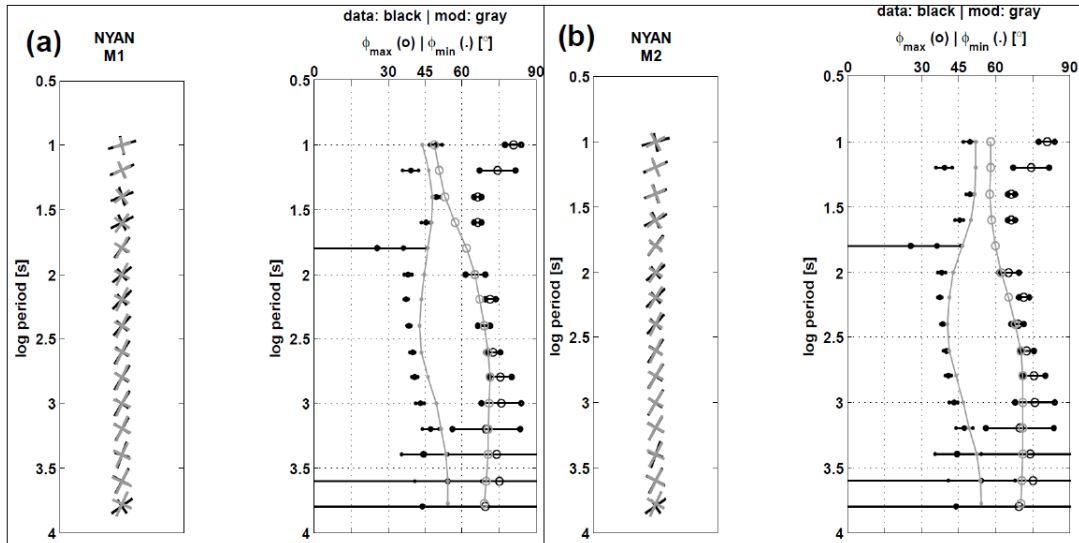


Abbildung 6.14: NYAN: Test zu Körper C

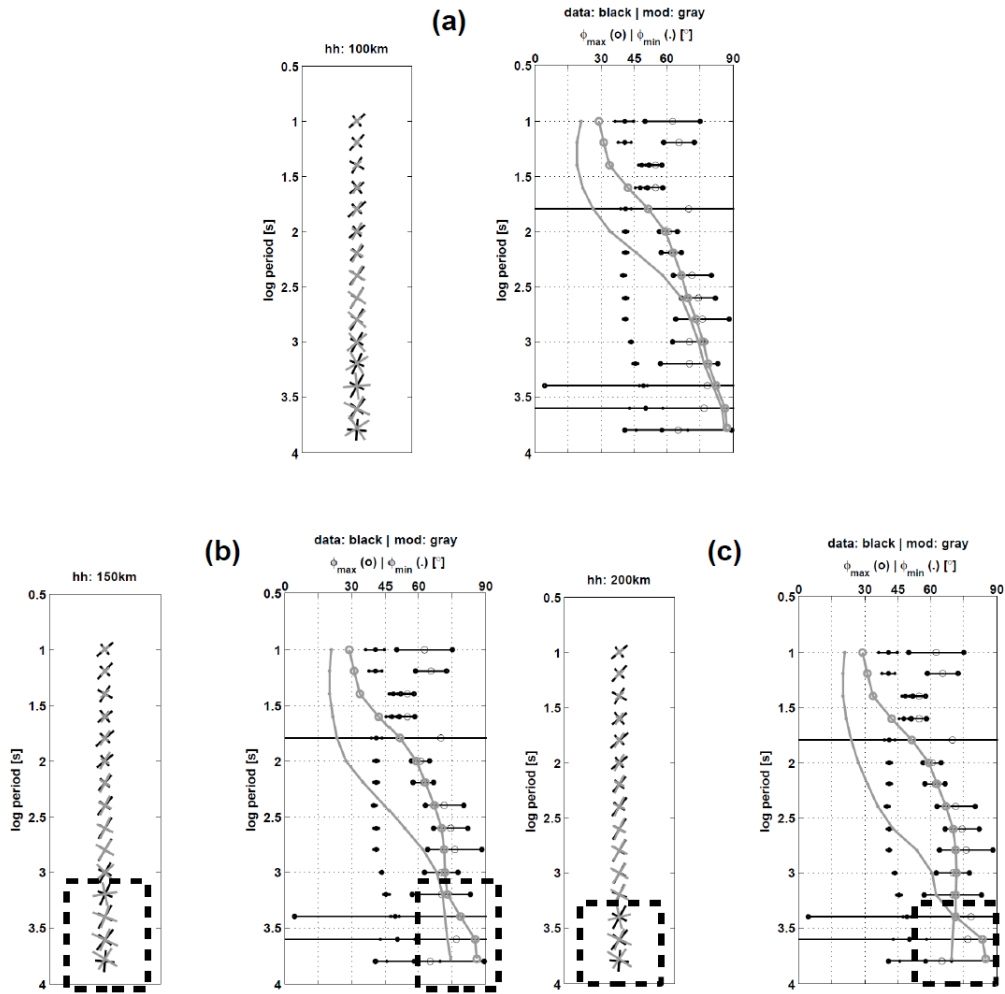
Vergleich von modellierten (grau) und beobachteten (schwarz) Phasen Tensor Invarianten: PT Balken (linke Spalte) ϕ_{min} (Punkte) und ϕ_{max} (Kreise) rechte Spalte. (a) M1, (b) M2.

Der Einfluss des guten Leiters unter den Stationen auf die Modelldaten (b, M3) zeigt sich bei den Stationen JACA und HIMA (Anhang 9.4) deutlich im Periodenbereich von $10s - 100s$ mit höheren ϕ_{min} - und ϕ_{max} -Werten, die den Übergang von Basement ($300\Omega m$) zu Körper C ($10\Omega m$) signalisieren, gegenüber den Modelldaten dieses Periodenbereichs ohne den guten Leiter unter den Stationen (a, M2). Für den relevanten Periodenbereich von $10s - 100s$ werden an den Stationen MWEY, JACA und HIMA die PT Invarianten durch den Fall (a, M2) besser angepasst als durch Fall (b, M3). Bei NYAN ist die Anpassung der ϕ_{min} -Werte in (b, M2) etwas besser als bei (a, M1).

Daraus kann man ableiten, dass der gute Leiter nicht bis zu den Stationen HIMA im Norden und JACA im Süden reicht sondern sich von MWEY im Süd-Westen über KASE bis NYAN im Nord-Osten erstreckt. Die genaue horizontale Ausdehnung über diese Stationen hinaus konnte mit diesem Test nicht bestimmt werden.

Sensitivitätstests zur Tiefenlage (vgl.: Anhang 9.4.2) von Körper C haben ergeben, dass die Messdaten der Stationen im Rift süd-östlich der RWZ mit solchen Modellen besser angepasst werden, bei denen der gute Leiter C tiefer als 10km liegt.

Test zur Tiefenlage des homogenen Halbraums (HH)



Modellierte (grau) und beobachteten (schwarz) Phasen Tensor Invarianten: PT Balken (linke Spalte) ϕ_{min} (Punkte) und ϕ_{max} (Kreise) rechte Spalte. (a) Tiefe hh: 100km, (b) Tiefe hh: 150km, (c) Tiefe hh: 200km. Schwarze gestrichelte Rechtecke markieren eine Richtungsänderung von ϕ_{min} bzw. ϕ_{max} .

Der homogene Halbraum (HH) wurde um dessen Einfluss auf die Modelldaten zu verstärken mit $0,001\Omega m$ modelliert, sonst liegt das Modell von Abschnitt 6.2.3 ohne die Körper B und C zu Grunde. In den drei Fällen in der Abbildung in Abschnitt 6.2.4 variiert die Tiefe der Oberkante des HH von (a) 100km über (b) 150km zu (c) 200km. Das Hauptaugenmerk liegt dabei auf den modellierten Daten (grau) bei längeren Perioden. Aus dem Verhalten der bisher betrachteten Daten wird im anisotropen Bereich die gut leitende Richtung mit ϕ_{max} und die schlecht leitende mit ϕ_{min} verbunden. Der geringe

Widerstand von HH wurde gewählt, damit auch im Verhältnis zu den geringen Widerständen der gut leitenden Richtung beim Übergang zum HH ein guter Leiter folgt, der sich in den Modelldaten deutlich mit hohen Phasen äußert. In (a) sind ab 300s Periode ϕ_{min} und ϕ_{max} der modellierten Daten nahezu gleich und steigen gemeinsam bis zu Werten nahe 90° an. Bei den Fällen (b) und (c) folgt der Anstieg von ϕ_{min} über 45° wegen der größeren Tiefe von HH entsprechend zu längeren Perioden hin. Im langperiodischen Bereich bei 1562s Periode in (b) und 2000s in (c) liegen ϕ_{min} und ϕ_{max} nahe zusammen und ändern ihre Richtung. ϕ_{max} bleibt nach der Definition weiter die maximale Phase und ϕ_{min} die minimale Phase des Phasen Tensors. Die Richtungsänderung wird von den PT Balken (linke Spalte) deutlich angezeigt. Bei einer Kreuzung von ϕ_{min} und ϕ_{max} kann nur mit Hilfe der PT Balken und deren Orientierung den ϕ_{min} - und ϕ_{max} Werten eine Richtung im Bezug auf Leitfähigkeitsrichtungen zugewiesen werden. In den schwarzen, gestrichelten Rechtecken in (b) und (c) ändert sich die Richtung von ϕ_{min} und ϕ_{max} und die Resultate der gut leitenden Richtung werden durch ϕ_{min} und die der schlecht leitenden Richtung von ϕ_{max} wiedergegeben, was auch an den glatten Kurvenverläufen deutlich zu sehen ist. ϕ_{max} zeigt in (b) und (c) weiter den Anstieg bis hin zu langen Perioden der auf den Kontrast zum HH zurückzuführen ist. ϕ_{min} dagegen zeigt in (b) bei langen Perioden noch einen leichten Anstieg, der in (c) nicht mehr zu sehen ist. Der Einfluss des homogenen Halbraums bei 150km Tiefe wird in ϕ_{min} und ϕ_{max} beobachtet. Bei einer Tiefe von 200km ist der Einfluss nur noch in einer Phase zu sehen, der schlecht leitenden Richtung!

7 Diskussion

7.1 Vergleich: Beobachtete Daten - anisotrope 3D Modelldaten

Die in Abschnitt 4.4 gezeigten Induktionsvektoren der Messstationen UTCK (Abbildung 7.1a, linke Spalte) und KAGO (Abbildung 7.1b, linke Spalte) werden mit den Induktionspfeilen der korrespondierenden Modellstationen (rechte Spalte) aus dem anisotropen 3D Modell verglichen. Das Modell erklärt die Länge und die Richtung sowohl der Realteile (schwarz) als auch der Imaginärteile (grau) der Induktionsvektoren. Die Daten sind von der 3D Leitfähigkeitsstruktur stark beeinflusst, das zeigt sich in der Rotation der Realteile und besonders in der der Imaginärteile. Mit wachsender Entfernung zu den gut leitenden Riftsedimente reduziert sich die Amplitude der Induktionsvektoren im Periodenbereich von 10s -300s deutlich (vgl.: Lage von UTCK und KAGO in Abbildung 3.4). Für Perioden $> 300s$ werden die Induktionsvektoren der Modelldaten ähnlich klein wie die der Messdaten.

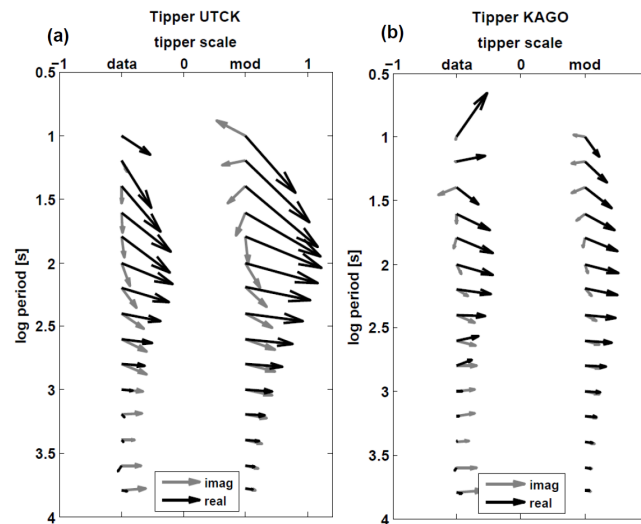


Abbildung 7.1: Vergleich der Induktionsvektoren: Beobachtete Daten - Modell Daten
Realteile sind schwarz und Imaginärteile grau. (a) Station UTCK, (b) Station KAGO,
beobachtete Daten (linke Spalte) modellierte Daten (rechte Spalte). Die Modelldaten geben die
Amplitude und Orientierung von Realteil und Imaginärteil der beobachteten Daten sehr gut
wieder.

starke Einfluss der Riftsedimente nördlich und westlich der RWZ die kleinen Werte von ϕ_{min} . Der Anstieg der minimalen Phasen über 45° für Perioden größer $1000s$ zeigt den Übergang zu einem guten Leiter in $200km$ Tiefe, was mit dem Übergang von der Lithosphäre zur Asthenosphäre einhergehen kann. Die maximalen Phasen ϕ_{max} sind signifikant höher als 45° und halten dieses Niveau bis hin zu den langen Perioden. Dieses Verhalten konnte nicht mit einem scharfen Leitfähigkeitskontrast modelliert werden, sondern mit einer kontinuierlichen Abnahme des elektrischen Widerstandes im Tiefenbereich von $30 - 50km$ (vgl.: Abbildung 6.8, und Abschnitt 6.2.3).

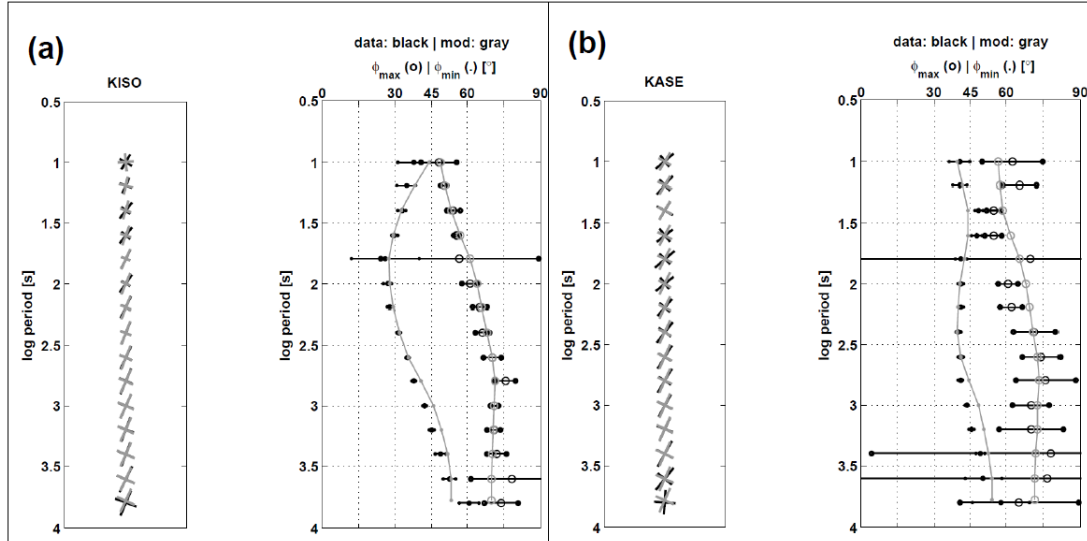


Abbildung 7.3: Vergleich der PT Invarianten

Vergleich von modellierten (grau) und beobachteten (schwarz) Phasen Tensor Invarianten: PT Balken (linke Spalte), ϕ_{min} (Punkte) und ϕ_{max} (Kreise) rechte Spalte. (a) Station KISO, (b) Station KASE. Der Vergleich zeigt eine sehr gute Übereinstimmung in der Balken Orientierung (linke Spalte) und den Werten von ϕ_{min} und ϕ_{max} innerhalb des Vertrauensbereiches von 95% (rechte Spalte).

7.2 2D oder 3D Modell?

Das 2D Inversionsmodell passt die TE und TM Mode der MT Übertragungsfunktionen der für das 2D Profil ausgewählten Stationen gut an. Für das Profil wurden jedoch die Stationen CAVE und UTCK wegen ihrer klaren Hinweise auf 3D nicht berücksichtigt. Wie erwartet haben die gut leitenden Riftsedimente einen großen Einfluss auf die MT Übertragungsfunktionen im kurzperiodischen Bereich, der sich deutlich bei den nördlichen Stationen durch extreme Phasen und hohe β -Werte in 3D Effekten ausdrückt. Der Übertrag der 2D Informationen in ein entsprechendes 3D Modell lieferte wie oben beschrieben eine schlechtere Anpassung von ϕ_{min} und ϕ_{max} und den Induktionsvektoren als

das anisotrope 3D Modell. Die Phasenaufspaltung mit hohen ϕ_{max} -Werten wird dagegen durch das anisotrope Modell wiedergegeben. Das anisotrope 3D Modell und die Phasen Tensor Invarianten tragen den 3D Effekten Rechnung, wogegen die TE und TM Moden auf 2D limitiert sind.

7.3 Zusammenhang konduktiver und seismischer Strukturen

Der auffällige gute Leiter (Körper C) im Tiefenbereich der mittleren Kruste süd-östlich des Rwenzori Gebirges stimmt sowohl in seiner lateralen Lage als auch im Tiefenbereich mit einer Zone niedriger seismischer Geschwindigkeit (engl.: Low Velocity Zone (LVZ)) überein, die in seismologischen Daten von Wölbern et al. (2010) beobachtet wurde. Der Körper C wurde aus Gründen der Modellkörpereingabe mit zwei gegeneinander versetzte Platten in gleicher Tiefe modelliert. Der gute Leiter zieht sich von MWEY im Süd-Westen über KASE bis NYAN im Nord-Osten, dessen Breite die Stationen JACA und HIMA begrenzen. Tests zur Tiefenlage haben gezeigt, dass der gute Leiter tiefer als 10km liegen sollte. Die genaue Tiefenlage kann aus den Messdaten zum einem wegen der Abschirmung der gut leitenden Riftsedimente über dem guten Leiter C und zum anderen wegen der Streuung der ϕ_{min} - und ϕ_{max} -Werte im relevanten Periodenbereich zwischen 10s und 50s nicht aufgelöst werden. Die Messdaten fordern jedoch die Existenz eines guten Leiters in diesem Teil des Messgebietes. Die MT Ergebnisse (guter elektrischer Leiter) unterstützen die Meinung der Seismologen, dass die niedrige seismische Geschwindigkeit ein Hinweis auf partielle Schmelze sein kann. Aus den MT Daten kann keine Aussage über eine Verbindung dieser Zone mit den an der Oberfläche beobachteten Vulkanfeldern Bunyaruguru und Katwe- Kikorongo (vgl.: Abbildung 3.4) getroffen werden. Link et al. 2010 vermuten auf Grund der Mischverhältnisse der Laven die in diesen Vulkanfeldern beprobt wurden, dass keine krustale Magmakammer vorhanden ist, und die Magmen aus größerer Tiefe stammen.

7.4 Elektrische Anisotropie im oberen Mantel

Die Krustenmächtigkeit (Moho-Tiefe) liegt im Messgebiet bei ca. 30km (Wölbern et al. 2010), weswegen als Ursache der elektrischen Anisotropie in der Tiefe von 30 - 50km petrologische Eigenschaften des oberen Mantels vermutet werden. Olivin ist ein weit verbreitetes Mineral im oberen Mantel und kann die elektrische Leitfähigkeit stark beeinflussen, insbesondere wenn Wasser vorhanden ist. Vermutlich sind Migrationen von Wasserstoffionen verantwortlich für die erhöhte elektrische Leitfähigkeit (vgl.: Bai et al. 1992). Schon geringe Mengen Wasser (einige ppm) die in das Kristallgitter eingebaut sind reichen aus, um die Leitfähigkeit von Olivin signifikant und unterschiedlich entlang der drei Kristallachsen zu erhöhen. Simpson (2002) vermutet, dass die Leitfähigkeit $\sigma_{[100]}$ entlang der [100]-Achse von feuchtem Olivin viel größer ist als die Leitfähigkeit entlang der anderen Achsen, z.B. $\sigma_{[100]} \sim 20\sigma_{[010]} \sim 40\sigma_{[001]}$. Bei einer Umgebungstemperatur $\sim 1000^\circ\text{C}$ ist Olivin leicht deformierbar und die Kristalle können sich in einem Spannungsfeld im Zusammenhang mit Plattenbewegungen mit der [100]-Achse parallel

der Plattenbewegungsrichtung orientieren (Simpson 2002). Petrologen der RiftLink Forschergruppe vermuten aus Beobachtungen von wasserführenden Mineralen (Phlogopit) einen metasomatisch mit Wasser angereicherten lithosphärischen Mantel. Das Wasser ist in den Mineralen gebunden (Link et al. 2010). Wallner et al. (2010) zeigen in ihrem Delaminationsmodell, dass auf Grund von Temperaturanomalien unter den Riftschultern, deren Ursprünge in der Asthenosphäre liegen und die sich nach oben ausbreiten, die Unterkruste von der Oberkruste delaminiert werden kann. Die Unterkruste sinkt dadurch ab und die entlastete Oberkruste wird herausgehoben und kann zur Hebung der RWZ beitragen. Das Modell zeigt Temperaturen im Bereich der RWZ in 25-60km von über 1000°C und senkrecht zum Rift gerichtete Spannungen, deren Richtung konform mit der Richtung der Extensionsspannungen ist, die aus Herdflächenlösungen seismologischer Daten von Teilprojekt A1 bestimmt wurden (Anhang 9.8). Dieses Modell würde erklären, dass sich wässrige Olivinkristalle mit der [100]-Achse senkrecht zum Rift in dem Bereich ausrichten, in dem die hohen Leitfähigkeiten senkrecht zum Rift gemessen und modelliert wurden.

7.5 Asthenosphärenaufwölbung unter dem westlichen Riftast?

Der Anstieg der minimalen Phasen über 45° für Perioden größer 1000s zeigt vermutlich den Übergang von der Lithosphäre zur Asthenosphäre in 200km Tiefe. Die Information über diese Übergangszone stammt nur aus der Anpassung der ϕ_{min} -Daten, die der schlecht leitenden Richtung zugeordnet werden. Die Stromsysteme parallel der gut leitenden Richtung werden durch den geringen elektrischen Widerstand stark gedämpft. Sensitivitätstests zeigen, dass der maximale Tiefenbereich, der über die gut leitende Richtung (assoziiert mit ϕ_{max}) aufgelöst werden kann, bei ca. 150km liegt und somit über den Übergang bei 200km keine Aussagen aus ϕ_{max} getroffen werden können (vgl. Abschnitt 6.2.4). Sowohl die Messdaten als auch das Modell zeigen einen einheitlichen Anstieg von ϕ_{min} über 45° um 1000s Periode bei allen Stationen. Es zeigen sich im gesamten Messgebiet keine Anstiege der minimalen Phasen über 45° bei anderen Perioden, die auf eine Aufwölbung der, im Vergleich zur Lithosphäre, gut leitenden Asthenosphäre in einem Teil des Messgebiets hindeuten könnten. Das hier gezeigte Messgebiet hat überwiegend eine riftparallele Ausrichtung mit einer maximalen Stationsentfernung von ca. 50km zum Rift. Zukünftige, weiter vom Rift entfernte Stationen könnten über den Verlauf der Lithosphären/Asthenosphären Grenze genauer Aufschluss geben. Simpson (2000) hat in den MT Daten aus dem östlichen Riftast in Kenia ebenfalls keine eindeutigen Anzeichen für eine Aufwölbung der Asthenosphäre beobachtet.

8 Zusammenfassung

Die Ergebnisse der langperiodischen MT Messungen aus dem Gebiet östlich des Rwenzori Gebirges basieren auf den Beobachtungen der zeitlichen Variationen des Tellurischen Feldes aufgezeichnet an 23 Tellurik Stationen und der zusätzlichen Beobachtung der zeitlichen Magnetfeldvariationen an 8 Stationen. Die Daten zeigen ein ziemlich homogenes anregendes Feld, das es ermöglicht, stabile Übertragungsfunktionen zwischen zeitgleichen tellurischen- und magnetischen Aufzeichnungen an unterschiedlichen Lokalitäten im langperiodischen Bereich $> 10s$ zu bestimmen. Diese Methode ermöglicht einen kostengünstigen Stationsaufbau und eine großräumige Abdeckung des Messgebiets mit Tellurik Stationen.

Der Einfluss des Uhrenfehlers auf die Messdaten, der bei der Datenerhebung im Jahr 2007 mit dem Datenlogger GEOLORE aufgetreten ist, konnte erfolgreich in den aufgezeichneten Daten über ein Kreuzkorrelationsverfahren behoben werden. Dadurch konnten stabile Übertragungsfunktionen aus diesen Daten berechnet werden. Die Ursache für den Uhrenfehler konnte auf fehlerhafte Kommunikation zwischen Datenlogger und GPS-Empfänger zurückgeführt und behoben werden. Bei den Messungen 2008 sind diesbezüglich keine Fehler mehr aufgetreten.

In dieser Arbeit wird eine Methode vorgestellt, mit der auslaufende $Ag/AgCl//KCl(H_2O)$ Elektroden kostengünstig abgedichtet werden können. Bei der Datenerhebung im Jahr 2007 sind die verwendeten $Ag/AgCl//KCl(H_2O)$ Elektroden, auf Grund mechanischer Probleme bei der Herstellung des Elektrodengehäuses, ausgelaufen, weswegen die Aufzeichnungen des tellurischen Feldes fehlerhaft waren. Das in die KCl -Lösung gemischte Dichtungspulver Nutilis verändert die Konsistenz der Lösung, nicht aber seine elektrischen Eigenschaften, wie Feld-Tests gezeigt haben. Die höhere Viskosität der Salzlösung verhindert deren Auslaufen durch undichte Stellen im Elektrodengehäuse.

Im Laufe dieser Arbeit wurde die Frankfurter Auswertesoftware um eine Processing mit einem Medianschätzer erweitert. Weiter ist ein 3D Modellierungs Code entstanden, mit dem elektrische Anisotropie modelliert werden kann. Der Code beruht auf dem Finite Elemente Programmpacket Comsol Multiphysics und wurde mit dem COMMEMI Modells 3D2 erfolgreich getestet.

Die gut leitenden Riftsedimente haben einen sehr großen Einfluss auf die Übertragungsfunktionen im Periodenbereich um $100s$. Starke Verzerrungen der EM Felder entstehen am nord östlichen Ende des Rwenzori Gebirges. Sie können mit der Unterbrechung der gut leitenden Riftsedimente durch die Verbindung der RWZ zur östlichen Riftschulter in diesem Bereich erklärt werden. Tektonischen Strukturen in der Kruste zeichnen sich nicht durch elektrische Eigenschaften in den Messdaten ab, was auch auf den langperiodischen

Messbereich zurückzuführen werden könnte, der den oberflächennahen Bereich schlecht auflöst.

Die Riftsedimente im Bereich süd östlich der RWZ sind offenbar geringmächtiger gegenüber dem Albertine Rift nördlich der RWZ und haben daher einen geringeren Leitwert. In diesem Bereich ist zusätzlich ein gut leitender Körper entdeckt worden der in einer krustalen Tiefe $> 10\text{km}$ liegt. Die genaue Tiefenlage kann durch schlechte Datenqualität im kurzperiodischen Bereich und Abschirmeffekte der darüber liegenden gut leitenden Riftsedimente nicht aufgelöst werden. Die Position des guten Leiters stimmt mit einer Zone geringerer seismischer Geschwindigkeit in diesem Bereich, gefunden von Wölbern et al. (2010), überein und könnte ein Hinweis auf partielle Schmelzen sein. Eine Verbindung dieser Zone mit den nahen Vulkanfeldern Bunyaruguru und Katwe- Kikorongo kann in den Daten nicht beobachtet werden.

Die räumlich einheitliche Phasenaufspaltung über einen großen Periodenbereich in Zusammenhang mit kleinen Induktionsvektoren für lange Perioden kann mit einer Zone anisotroper Leitfähigkeit unterhalb der Grenze von Kruste zu oberem Mantel modelliert werden. Die gut leitende Richtung verläuft senkrecht zur Riftachse und die Leitfähigkeit nimmt von 30km bis 50km Tiefe um den Faktor 10 ab. Der Grund für die Anisotropie in diesem Tiefenbereich könnte die Anwesenheit von wässrigen, entlang der gut leitenden [100]-Richtung ausgerichteten Olivinkristallen sein. Geodynamische Modelle und petrologische Beobachtungen können für den relevanten Tiefenbereich Voraussetzungen schaffen die für diesen Leitfähigkeitsmechanismus sprechen.

Der Anstieg von ϕ_{min} über 45° für Perioden größer 1000s kann mit einem Anstieg der Leitfähigkeit beim Übergang der Lithosphäre zur Asthenosphäre erklärt werden. Diese Beobachtung folgt jedoch nur aus den Resultaten mit Stromsystemen in Nord- Süd Richtung. Die Stromsysteme senkrecht dazu werden im oberen Mantel durch die hohe Leitfähigkeit der anisotropen Zone in dieser Richtung sehr stark gedämpft.

Es ist unklar, wie weit sich die hier im oberen Mantel beobachtete elektrische Anisotropie lateral erstreckt und ob es einen Zusammenhang - auf Grund der Streichrichtung und Tiefenlage - mit dem guten Leiter unter dem Kenia Rift (Simpson 2000) gibt. Zukünftige MT Arbeiten mit Stationen weiter östlich dem in dieser Arbeit vorgestellten Messgebiet könnten über die laterale Ausdehnung der anisotropen Zone Aufschluss geben.

9 Anhang

9.1 Stationsinformationen

In den folgenden Tabellen werden Informationen zu den Messstationen in Bezug auf Stationsname, Standzeit, Modus für LMT, Auslagenlängen und Richtung sowie den Koordinaten gegeben.

Messstationen im Jahr 2007

Stationsname	Standzeit 2007	Modus	x-Auslage	y-Auslage	Länge Ost [°]	Breite Nord [°]
CAVE	Mai-Juli	T	Nord: 40m	Ost: 40m	30.22566	0.67951
HIMA	Mai-Juni	MT	Süd: 40m	Ost: 40m	30.19335	0.28125
KAGO	Mai-Juli	MT	Nord: 24m	West: 46m	30.45915	0.68505
KARU	Mai-Juli	T	Süd: 30m	Ost:26m	30.22027	0.79197
KASI	Mai-Juli	T	Süd: 36m	West: 50m	30.57465	0.65072
KASO	Mai-Juli	T	Nord: 40m	Ost: 40m	30.30522	0.56422
KATO	Mai-Juli	T	Nord: 50m	Ost: 50m	30.64511	0.63355
KIHU	Mai-Juli	T	Nord: 50m	West: 41m	30.73644	0.59125
KISO	Mai-Juli	T	Nord: 40m	Ost:42m	30.16292	0.59125
KMTW	Mai-Juli	T	Süd: 25m	West: 17m	30.38371	0.74531
RUBO	Mai-Juli	T	Süd: 22m	West: 25m	30.03752	0.34589
SEML	Mai-Juni	MT	Nord: 40m	Ost:36m	30.35483	0.91225
TAMT	Mai-Juni	T	Süd: 50m	West: 41m	30.38750	0.82298
UTCK	Mai-Juli	MT	Nord: 31m	Ost: 40m	30.018838	0.71661

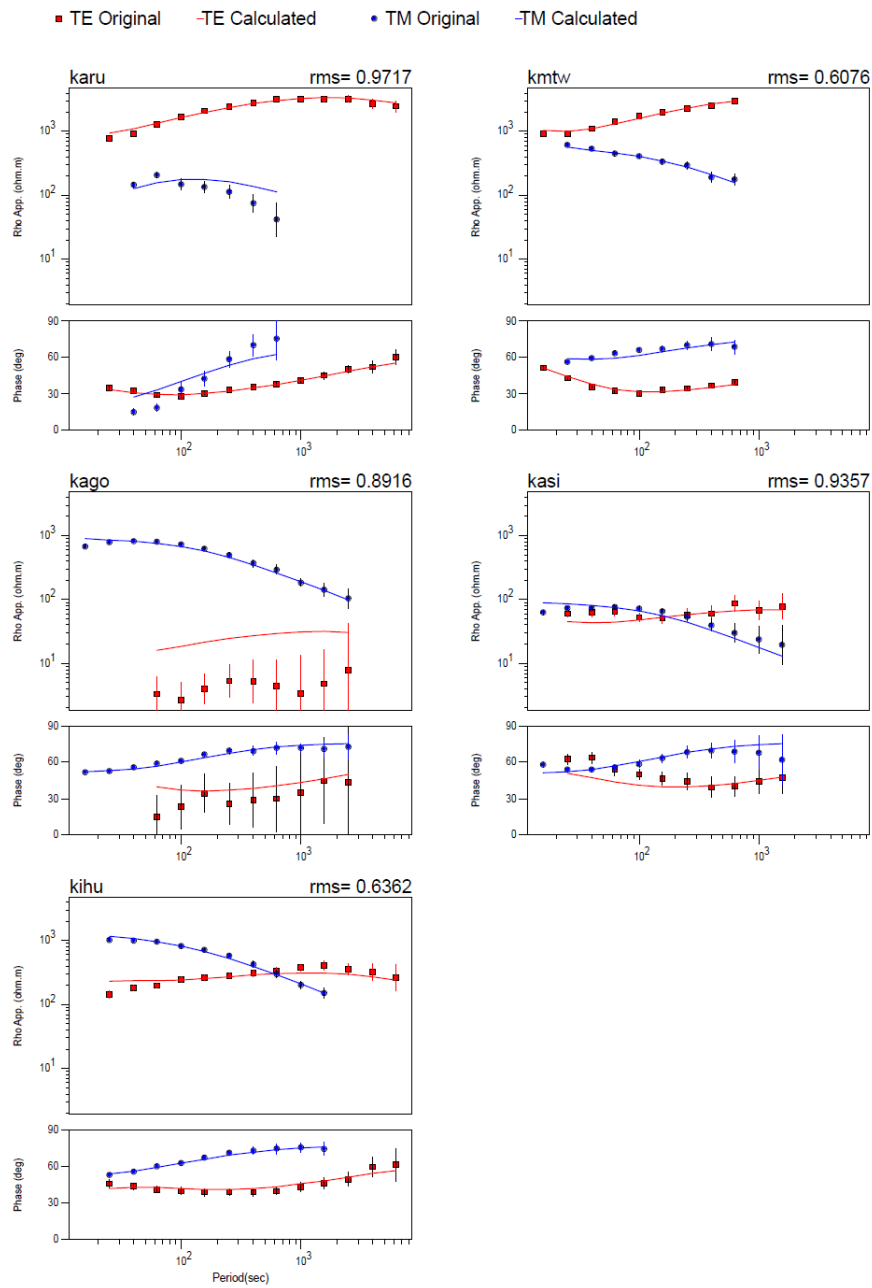
Modus: T= reine Tellurik Station, MT= Station mit Magnetometer

Messstationen im Jahr 2008

Stationsname	Standzeit 2008	Modus	AMT	x-Auslage	y-Auslage	Länge Ost [°]	Breite Nord [°]
CAVE	März-April	T	ja	Nord: 30m	Ost: 30m	30.22566	0.67951
HIMA	März-April	T	ja	Süd: 30m	Ost: 30m	30.19335	0.28125
CRAT	März-April	T	ja	Nord: 20m	West: 25m	29.98937	-0.06960
CRLA	März-April	T	ja	Nord: 20m	Ost:25m	30.302171	0.518428
DURA	März-April	T	ja	Nord: 30m	West: 21m	30.314938	0.185823
JACA	März-April	MT	ja	Nord: 30m	Ost: 30m	30.03850	-0.28380
KABR	März-April	T	nein	Süd: 30m	West: 30m	29.91566	0.01908
KASE	März-April	T	nein	Süd: 17m	Ost: 19m	30.149724	0.032283
KAZI	März-April	T	ja	Süd: 28m	West:30m	30.02590	-0.13081
KYAM	März-April	T	ja	Nord: 26m	West: 26m	29.98788	0.22440
RUBO	März-April	MT	ja	Süd: 20m	West: 27m	30.03752	0.34589
SEML	März-April	T	ja	Nord: 37m	Ost:37m	30.35483	0.91225
MWEY	März-April	T	ja	Nord: 24m	West: 29m	29.89348	-0.18263
NYAN	März-April	MT	ja	Süd: 23m	Ost: 30m	30.44751	0.34589

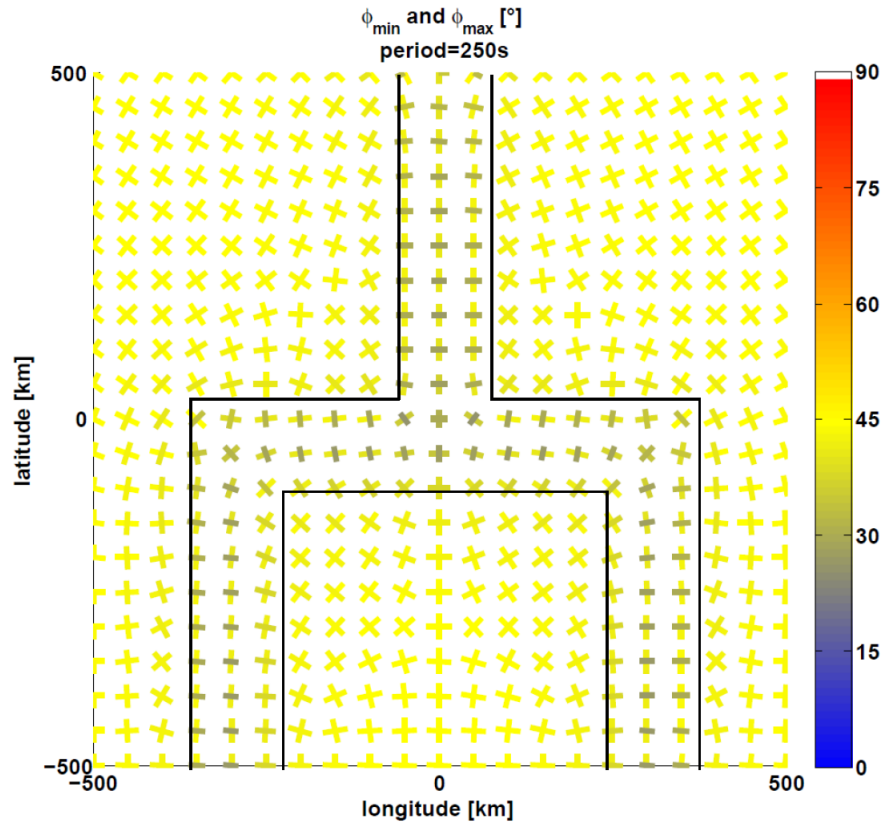
Modus: T= reine Tellurik Station, MT= Station mit Magnetometer

9.2 Anpassung des 2D Modells



Anpassung der Modelldaten der 2D Inversion an die Messdaten

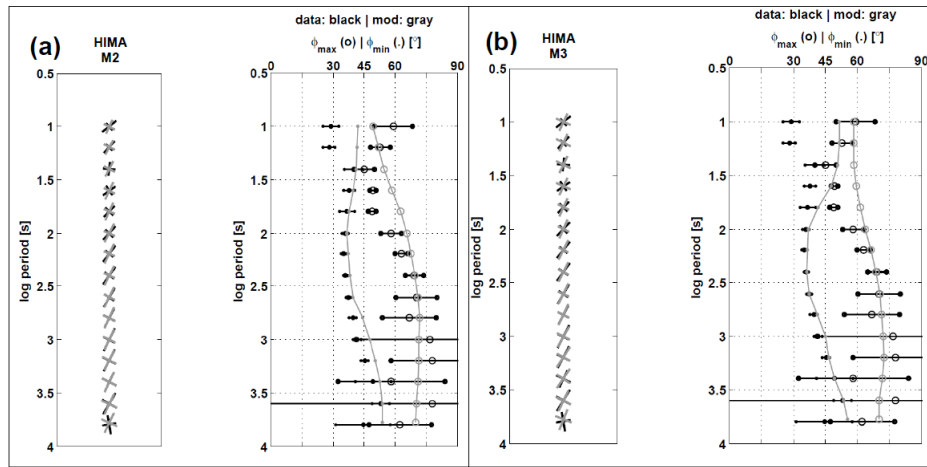
9.3 Großräumiges isotropes Modell



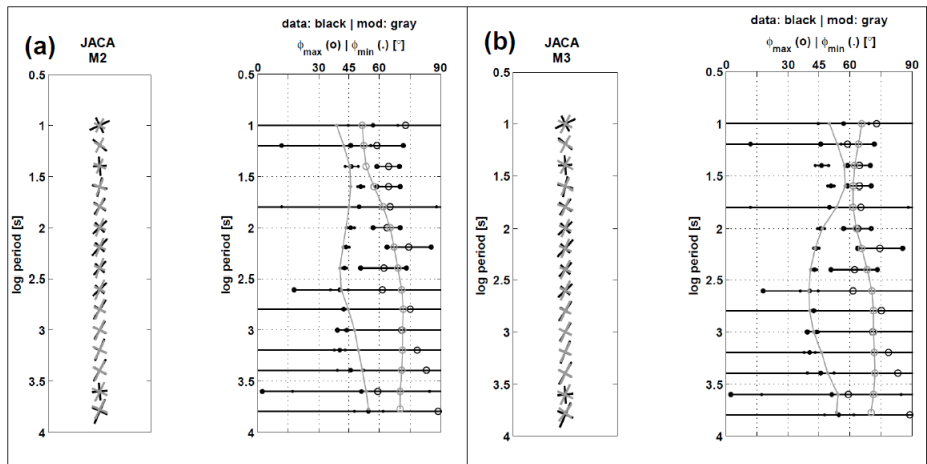
Phasen Tensor Balken für die Periode 250s . Länge und Farbe der Balken entsprechen den Werten von ϕ_{min} bzw. ϕ_{max} . Die Modellkörperumrisse sind mit schwarzen Linien gekennzeichnet.

9.4 Weitere Teststationen zur Lage von Körper C

9.4.1 Horizontal



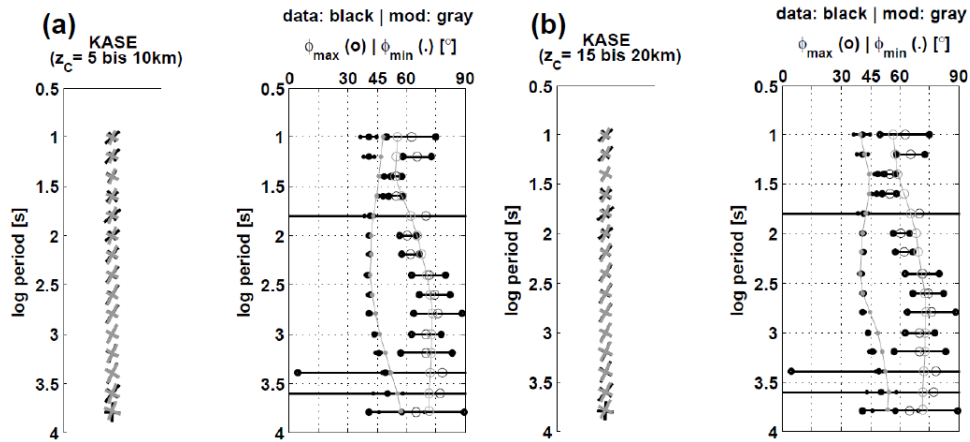
Vergleich von modellierten (grau) und beobachteten (schwarz) Phasen Tensor Invarianten: PT Balken (linke Spalte) ϕ_{min} (Punkte) und ϕ_{max} (Kreise) rechte Spalte. (a) M2, (b) M3.



Vergleich von modellierten (grau) und beobachteten (schwarz) Phasen Tensor Invarianten: PT Balken (linke Spalte) ϕ_{min} (Punkte) und ϕ_{max} (Kreise) rechte Spalte. (a) M2, (b) M3.

9.4.2 Vertikal

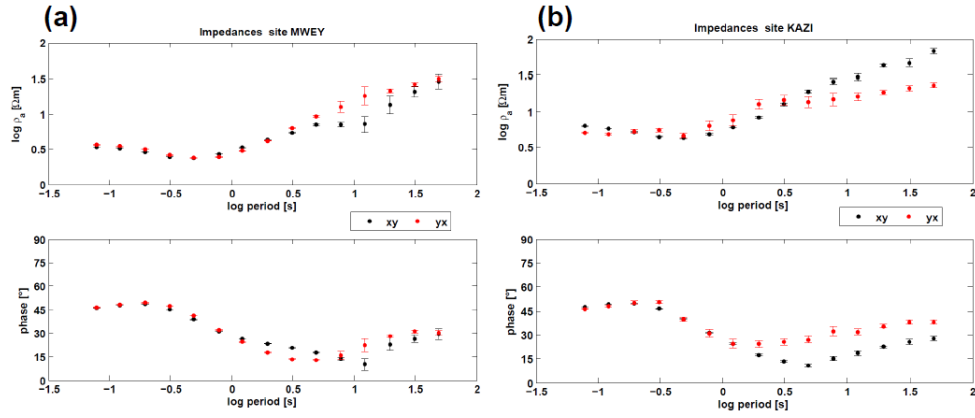
Die Tiefenlage von Körper C wurde in den Tiefenbereichen von (a) 5–10km, (b) 15–20km und (c) 30–35km getestet und die Ergebnisse sind exemplarisch als PT Balken (linke Spalte) und ϕ_{min} - und ϕ_{max} Werte (rechte Spalte) für die Station KASE dargestellt. Die Ergebnisse von (a) und (b) sind unten abgebildet. Die Ergebnisse von (b) und (c) unterschieden sich nur leicht innerhalb der Fehlerbereiche der Messdaten, weswegen (c) nicht dargestellt ist. Der Einfluss des flachen guten Leiters (Körper C, vgl.: 6.7) auf ϕ_{min} ist in (a) durch hohe Phasen über 45° bei 10s und 15s Periode zu erkennen, wogegen die minimalen Phasen in (b) auf Grund der größeren Tiefe von Körper C in diesem Periodenbereich noch ansteigen. ϕ_{min} wird durch (b) besser angepasst als durch (a), bei ϕ_{max} liegt die Modellkurve bei kurzen Perioden in beiden Fällen nahezu im Fehlerbereich der Messdaten wodurch nicht genau bestimmt werden kann welches Modell die bessere Anpassung liefert.



Vergleich von modellierten (grau) und beobachteten (schwarz) Phasen Tensor Invarianten: PT Balken (linke Spalte) ϕ_{min} (Punkte) und ϕ_{max} (Kreise) rechte Spalte. (a) Tiefenlage von Körper C: 5 bis 10km, (b) Tiefenlage von Körper C: 15 bis 20km.

9.5 ρ_a - und Phasen Kurven (AMT)

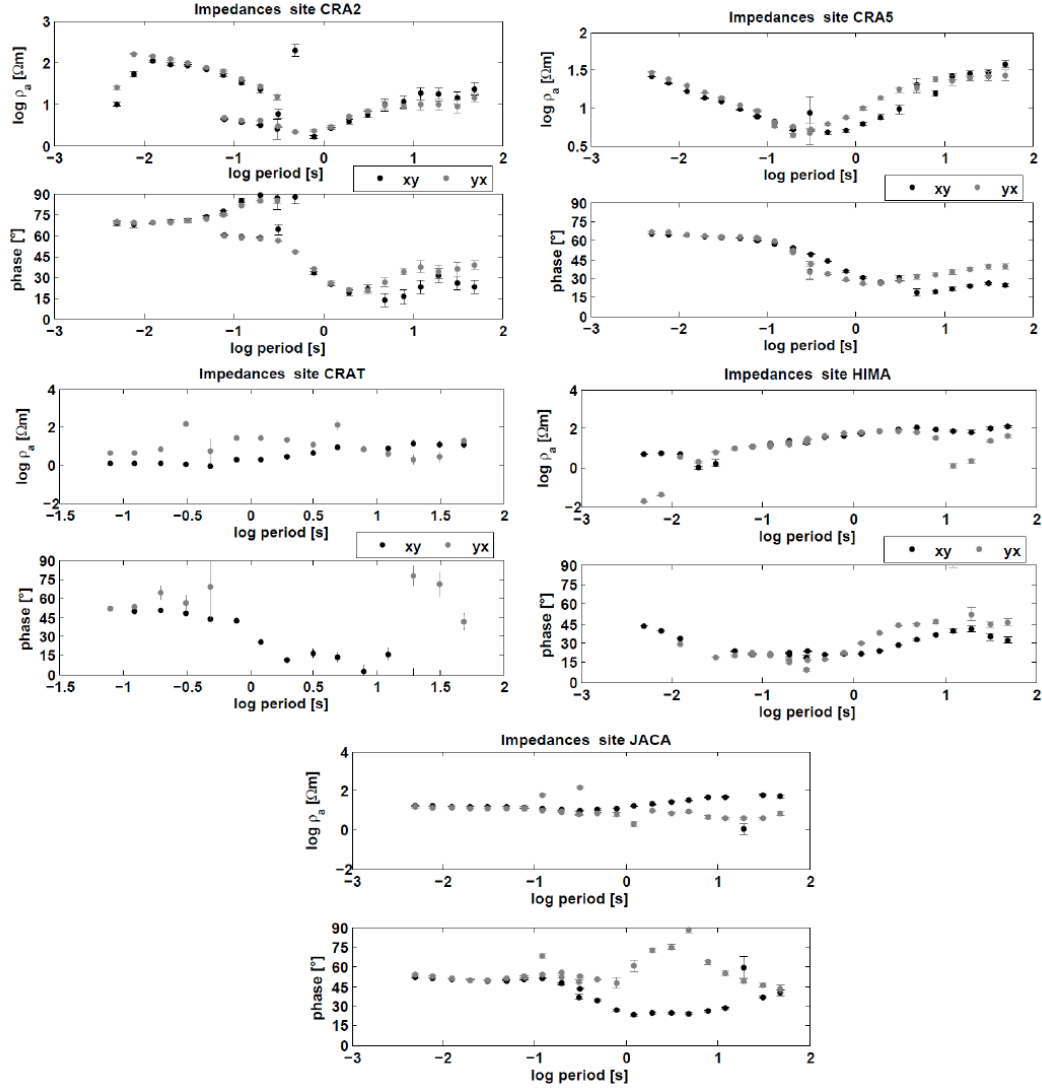
AMT Stationen für die 1D Modelle



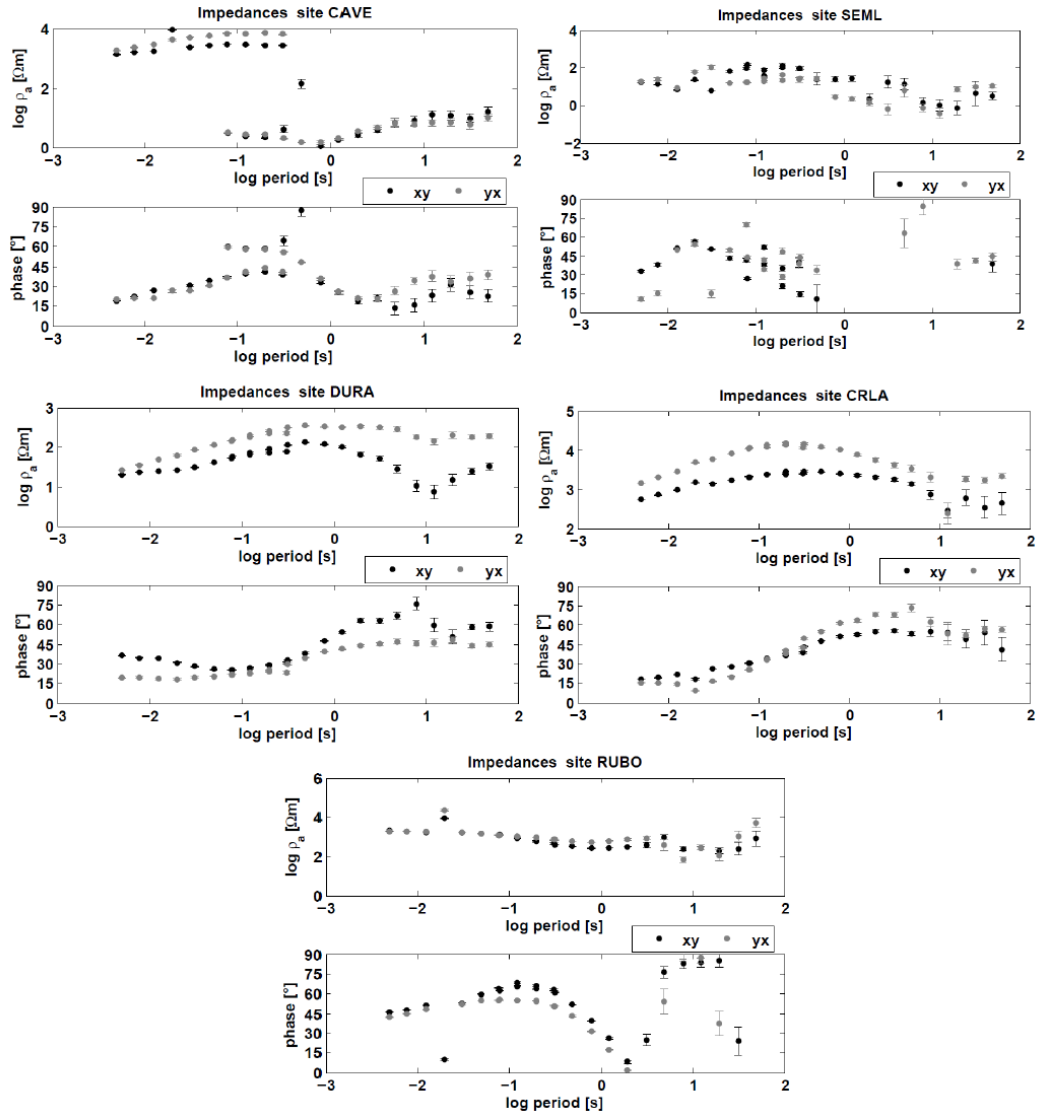
ρ_a (oben) und Phase (unten) der Nebendiagonalelemente (xy (schwarz) yx (rot)) der Impedanztensoren gegenüber der Periode. Stationen: (a) MWEY, (b) KAZI

Übrige AMT Stationen

Die ρ_a - und Phasen Kurven der übrigen Stationen wurden ausgewertet, aber für diese Arbeit nicht weiter berücksichtigt. Die Stationen CRA2 und CRA5 sind zusätzliche AMT Stationen mit 2km bzw. 4km Abstand von Station CRAT Richtung Norden im Vulkanfeld Katwe-Kikorongo. Die Daten der Stationen KYAM und NYAN konnten auf Grund von Geräteproblemen nicht ausgewertet werden.



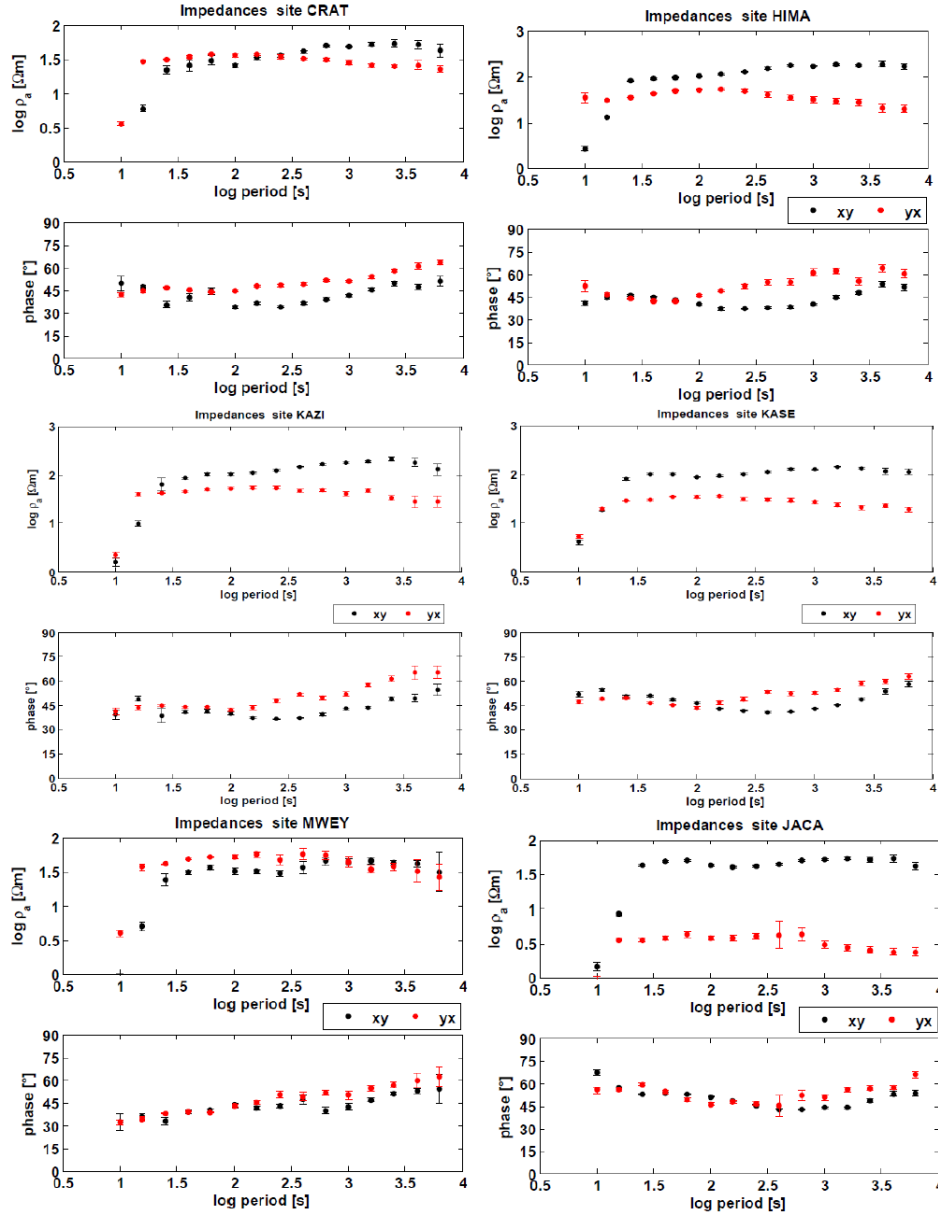
ρ_a (oben) und Phase (unten) der Nebendiagonalelemente (xy (schwarz) yx (grau)) der Impedanztensoren gegenüber der Periode. Stationsnamen sind angegeben



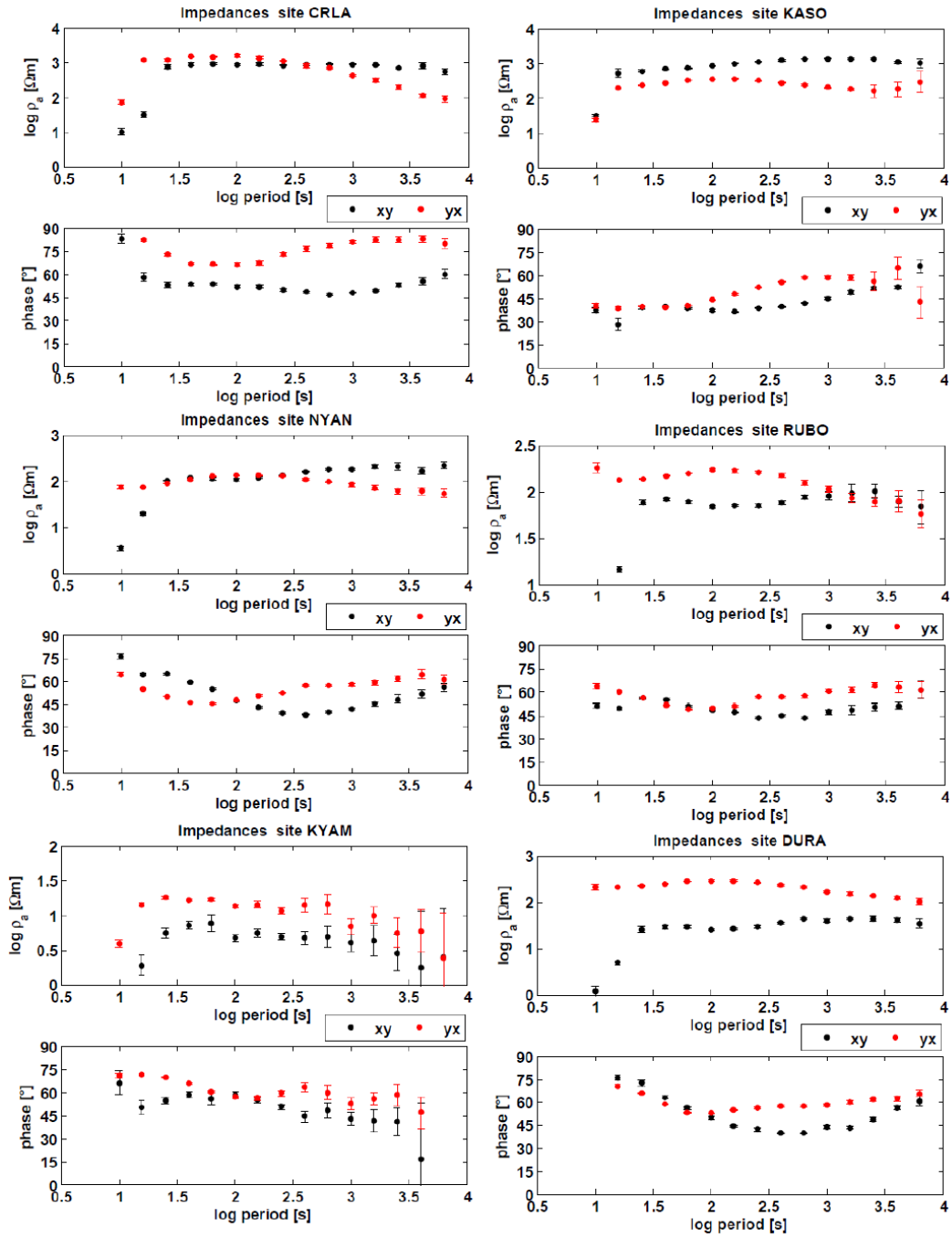
ρ_a (oben) und Phase (unten) der Nebendiagonalelemente (xy (schwarz) yx (grau)) der Impedanztensoren gegenüber der Periode. Stationsnamen sind angegeben

9.6 ρ_a - und Phasen Kurven (LMT)

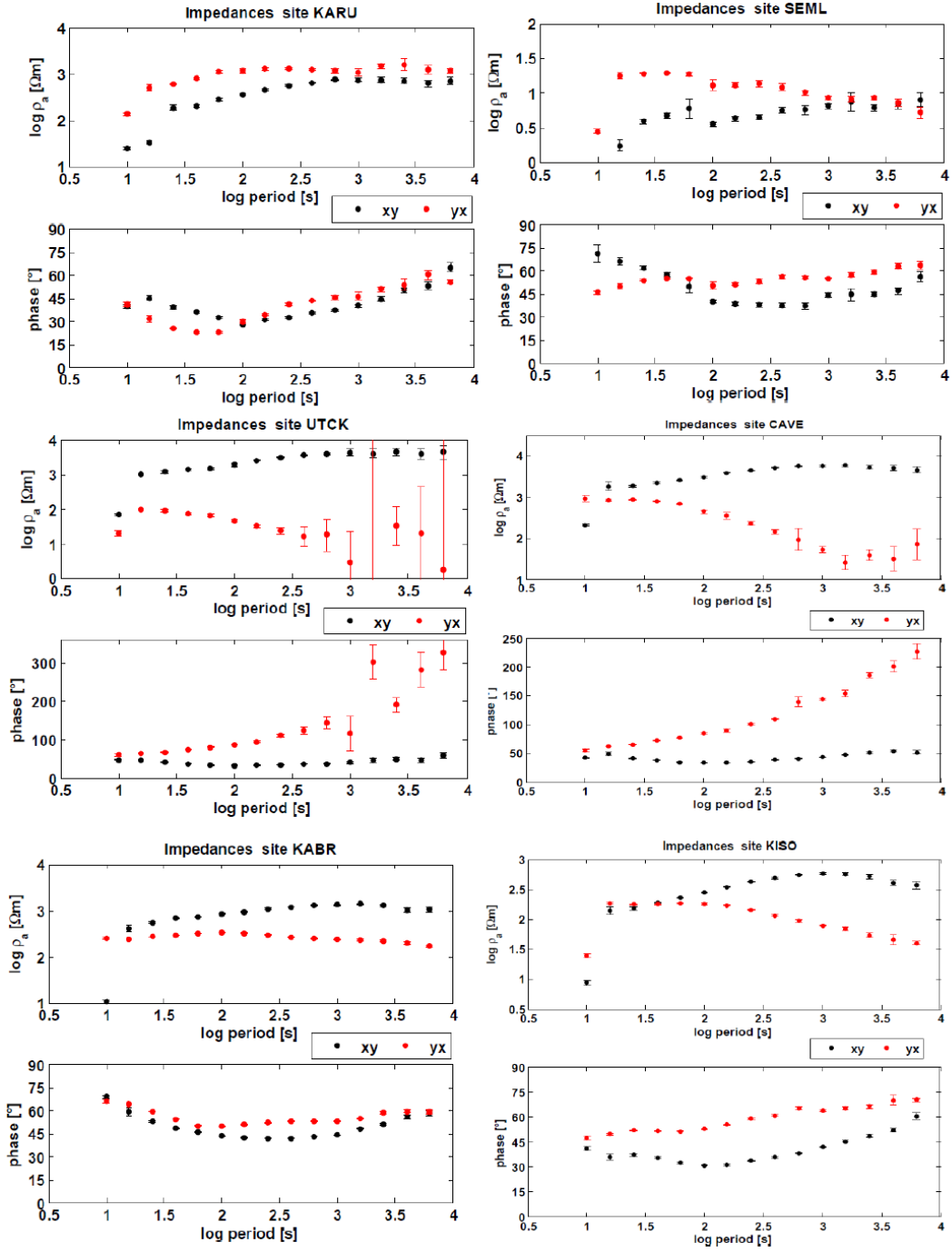
Die hier gezeigten nicht rotierten ρ_a - und Phasen Werte der Nebendiagonalelemente der Impedanzen aller LMT Stationen sind gegenüber der Periode aufgetragen. Der Stationsname ist über der jeweiligen Graphik angegeben.



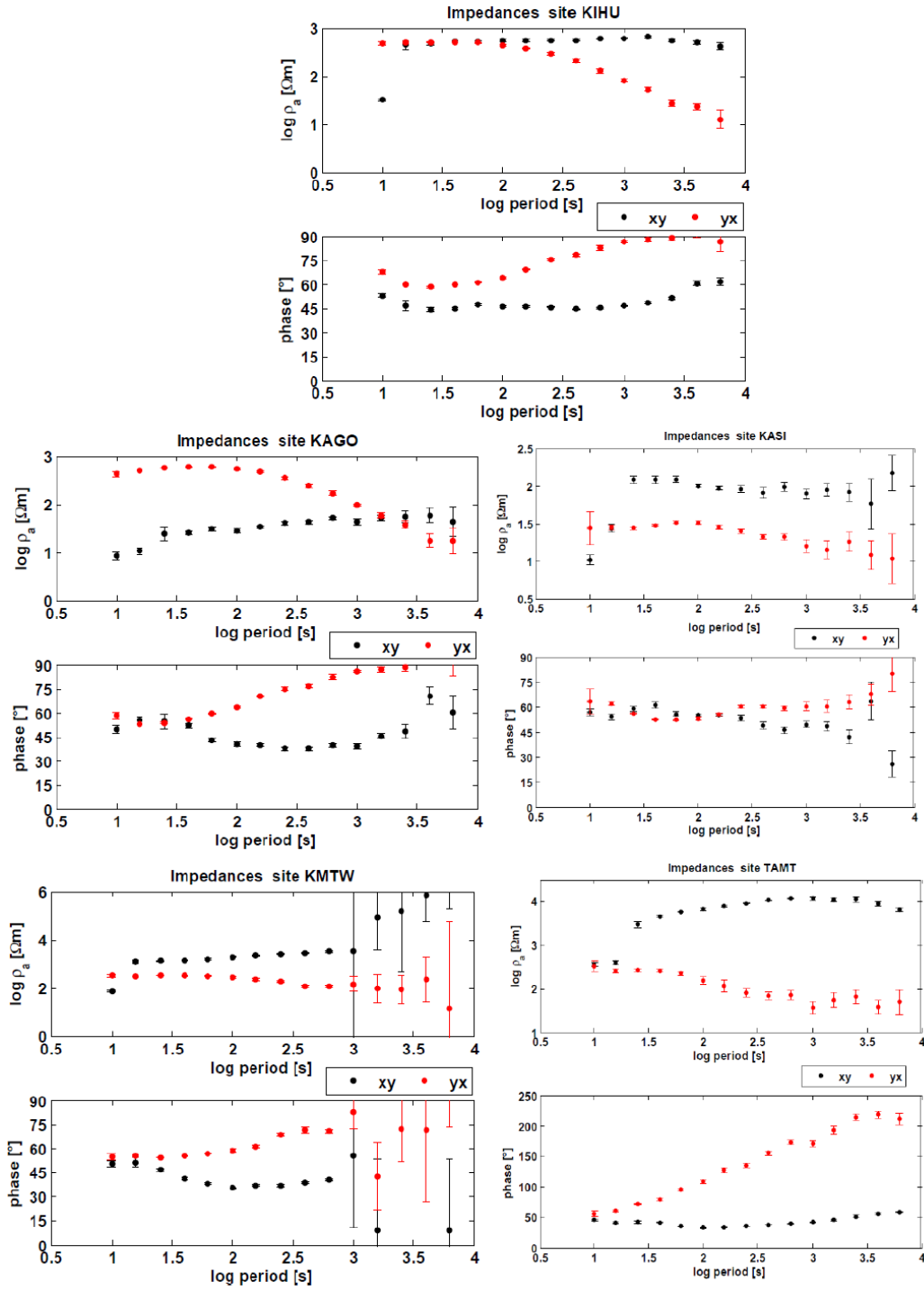
ρ_a (oben) und Phase (unten) der Nebendiagonalelemente (xy (schwarz) yx (rot)) der Impedanztensoren gegenüber der Periode



ρ_a (oben) und Phase (unten) der Nebendiagonalelemente (xy (schwarz) yx (rot)) der Impedanztensoren gegenüber der Periode



ρ_a (oben) und Phase (unten) der Nebendiagonalelemente (xy (schwarz) yx (rot)) der Impedanztensoren gegenüber der Periode

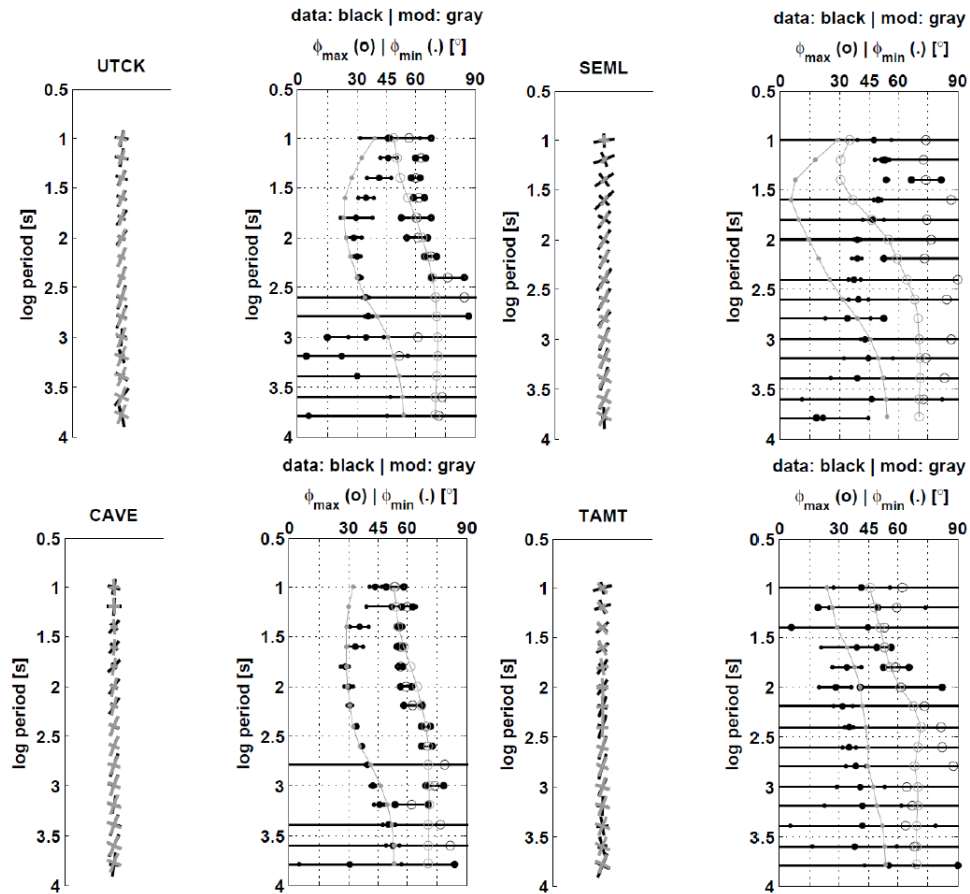


ρ_a (oben) und Phase (unten) der Nebendiagonalelemente (xy (schwarz) yx (rot)) der Impedanztensoren gegenüber der Periode

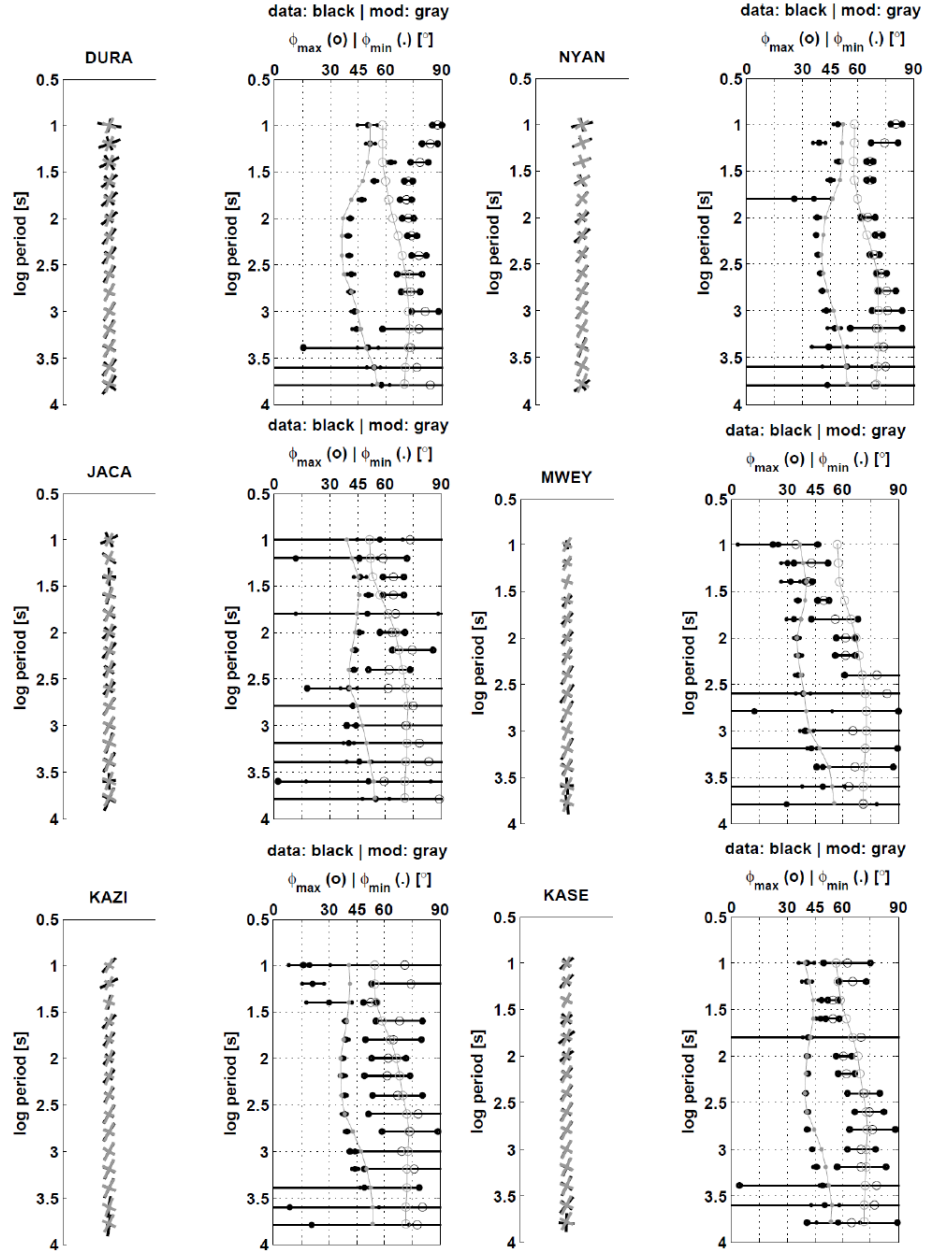
9.7 Anpassung des anisotropen 3D Modells an die LMT Daten

9.7.1 Phasen Tensor Invarianten ϕ_{min} und ϕ_{max}

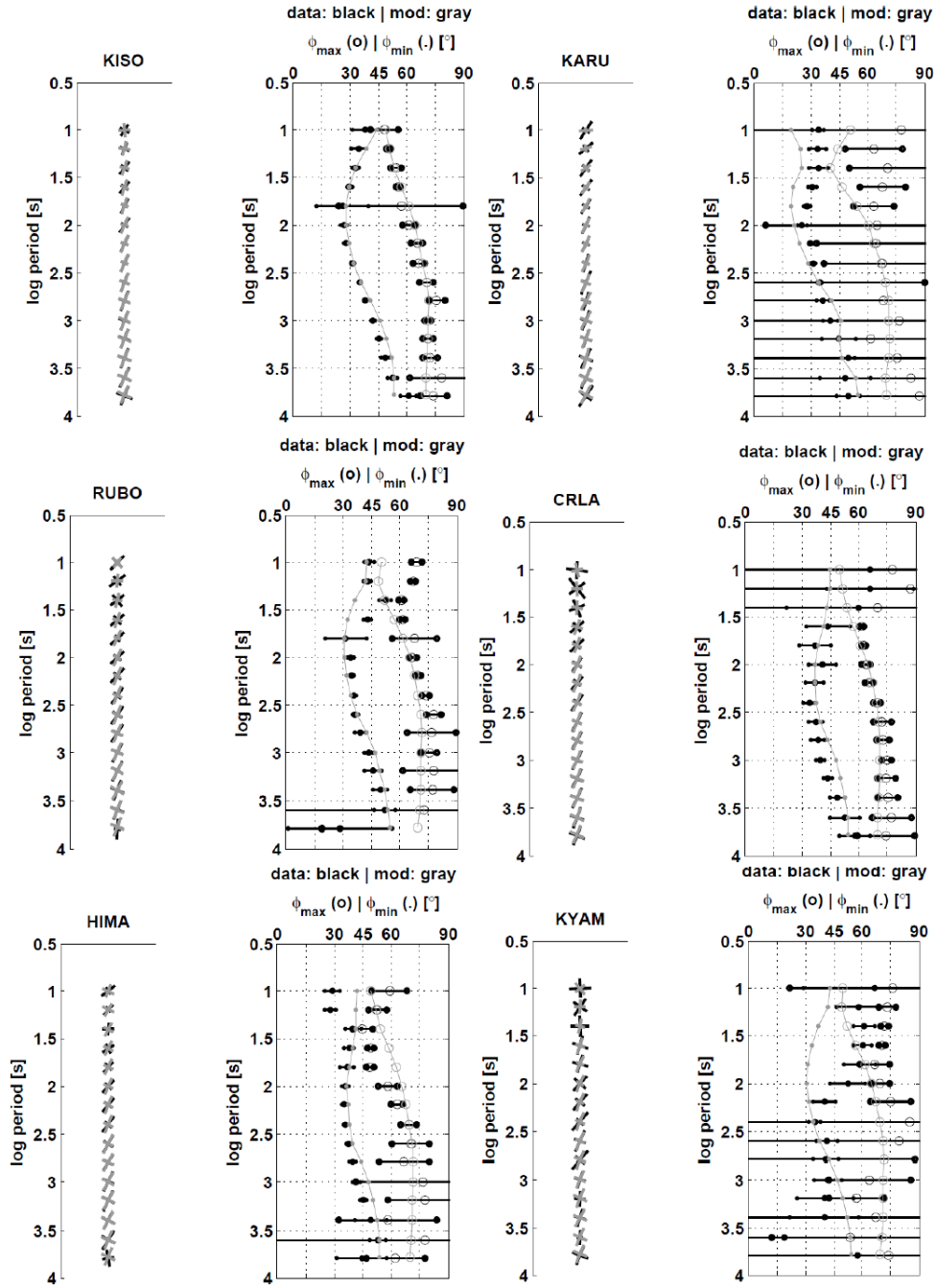
Die Phasen Tensor Invarianten ϕ_{min} und ϕ_{max} von gemessenen (schwarz) und modellierten (grau) Daten werden hier verglichen. Der Stationsname (vgl.: Abbildung 3.4) ist über den PT Balken (linke Spalte) angegeben, die dazugehörigen Werte von ϕ_{min} (Punkte) und ϕ_{max} (Kreise) sind in der rechten Spalte dargestellt. PT Balken und ϕ_{min} - und ϕ_{max} Werte sind gegenüber der Periode aufgetragen.



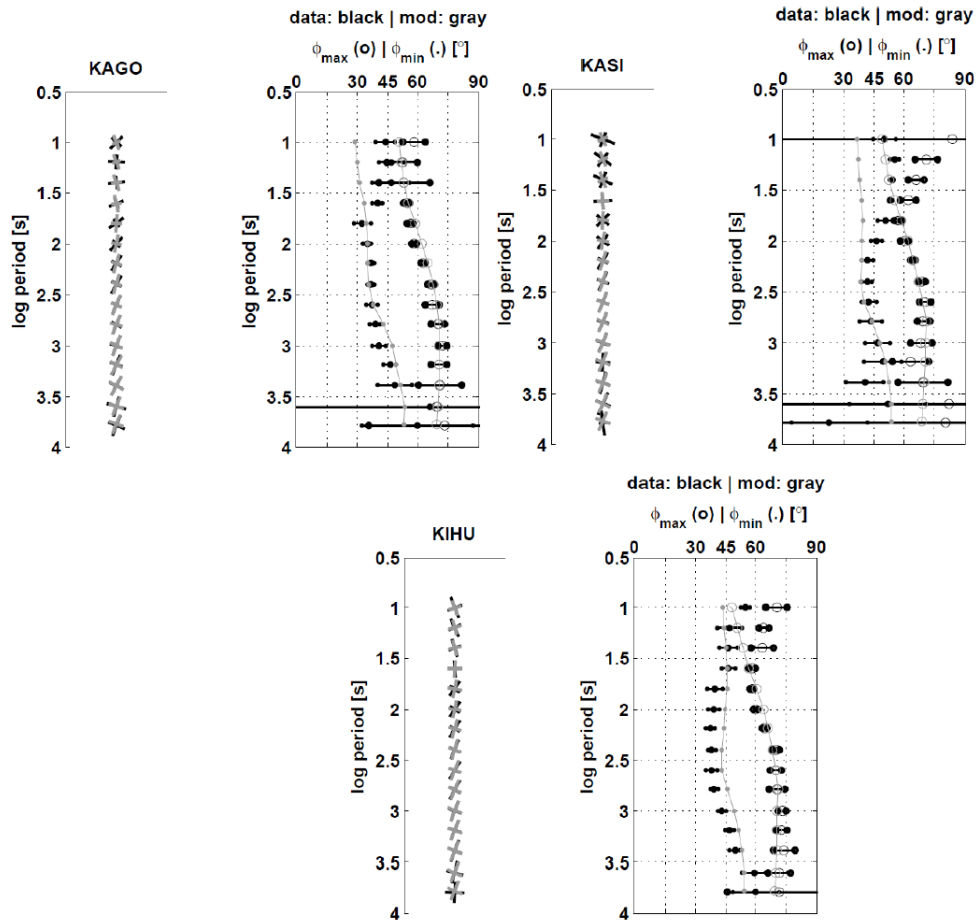
Vergleich von modellierten (grau) und beobachteten (schwarz) Phasen Tensor Invarianten:
PT Balken (linke Spalte), ϕ_{min} (Punkte) und ϕ_{max} (Kreise) rechte Spalte.



Vergleich von modellierten (grau) und beobachteten (schwarz) Phasen Tensor Invarianten:
PT Balken (linke Spalte), ϕ_{\min} (Punkte) und ϕ_{\max} (Kreise) rechte Spalte.



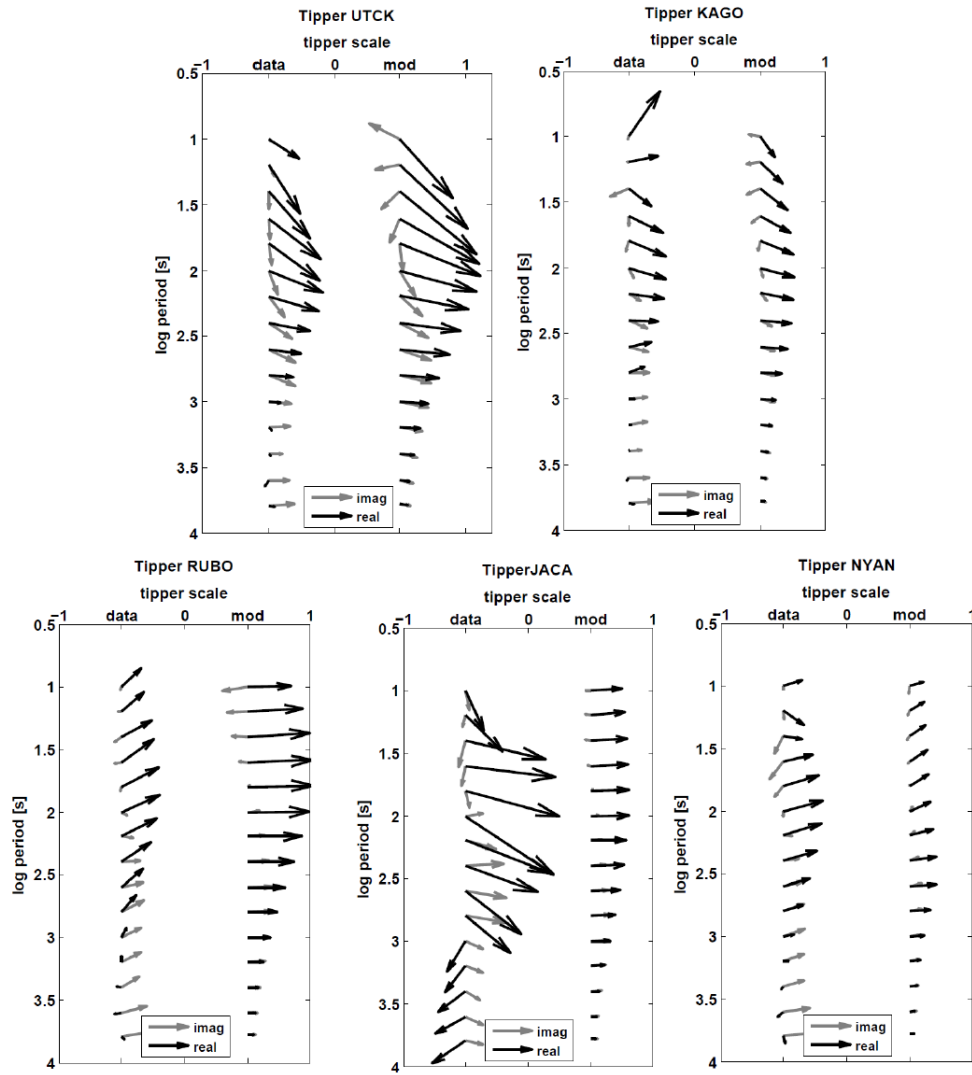
Vergleich von modellierten (grau) und beobachteten (schwarz) Phasen Tensor Invarianten:
PT Balken (linke Spalte), ϕ_{\min} (Punkte) und ϕ_{\max} (Kreise) rechte Spalte.



Vergleich von modellierten (grau) und beobachteten (schwarz) Phasen Tensor Invarianten:
PT Balken (linke Spalte), ϕ_{\min} (Punkte) und ϕ_{\max} (Kreise) rechte Spalte.

9.7.2 Induktionsvektoren

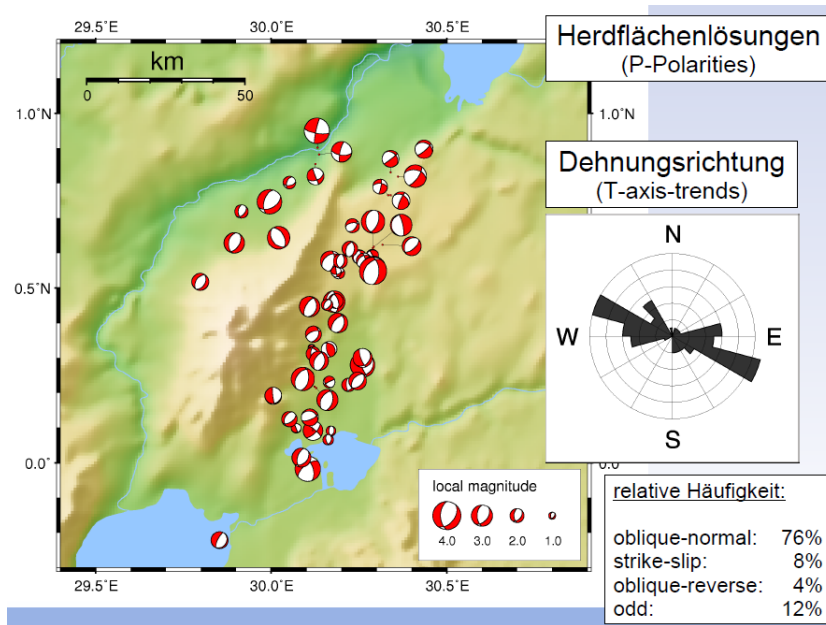
Die Induktionsvektoren der beobachteten (linke Spalte) und der modellierten (rechte Spalte) Daten sind gegenüber der Periode dargestellt. Die Stationsnamen (vgl.: 3.4) sind angegeben. Die Realteile sind schwarz, die Imaginärteile grau abgebildet. Die Daten der Stationen SEML und HIMA fehlen auf Grund der Geräteprobleme (vgl.: Abschnitt 3.3.2).



Realteile sind schwarz und Imaginärteile grau, beobachtete Daten (linke Spalte) modellierte Daten (rechte Spalte).

9.8 Krustale Spannungen

Der Ausschnitt aus Ostafrika zeigt den westlichen Riftast und die dort bestimmten Herdflächenlösungen aus Lokalbeben mit einer Magnitude < 4 . Die seismologischen Daten wurden von den Forschergruppenkollegen des Teilprojekts A1 aufgezeichnet und ausgewertet. Es überwiegen Abschiebungen mit einer riftparallelen Streichrichtung und einer horizontalen Dehnungsrichtung senkrecht zur Riftachse.



(persönliche Korrespondenz mit Lindenfeld, M., www.RiftLink.de, Teilprojekt A1)

10 Literaturliste

- Avdeev, D., B., Kuvshinov, A., V., Pankratov, O., V., Newman, G., A., (1997) High-Performance Three- Dimensional Electromagnetic Modelling Using Modified Neumann Series. Wide-Band Numerical Solution and Examples, J. Geomag. Geoelectr. 49, 1519-1539
- Bahr, K., (1988) Interpretation of the magnetotelluric impedance tensor: regional induction and local telluric distortion, J. Geophysics 62,119-127
- Bahr, K., Simpson, F., (2002) Electrical Anisotropy Below Slow- and Fast-Moving Plates: Paleoflow in the Upper Mantle?, Science 295, 1270-1272
- Bai, Q., Kohlsted, K., L., (1992) Substantial hydrogen solubility in olivine and implications for water storage in the mantle, Nature 357, 672 - 674
- Barker, D., S., Nixon, P., H., (1989) High-Ca, low-alkali carbonatite volcanism at Fort Portal, Uganda, Contrib Mineral Petrol 103, 166-177
- Bendick, R., McClusky, S., Bilham, R., Asfaw, L., Klemperer, S., (2006) Distributed Nubia-Somalia relative motion and dike intrusion in the Main Ethiopian Rift, Geophys. J. Int. 165, 303-310
- Berdichesky, M. N., Dimitriev, V. I., (1976), Basic principles of interpretation of magnetotelluric sounding curves, KAPG Geophysical Monograph, Budapest, 165 – 221
- Birt, C., Thybo, H., Maguire, P., K., H., Khan, M., A., Keller, G., R., Patel, J., (1997) The influence of pre-existing structures on the evolution of the southern Kenya Rift valley - evidence from seismic and gravity studies, Tectonophysics 278, 211-242
- Boven, A., Pasteels, P., Punzalan, L., E., Yamba, T., K., Musisi, J., H., (1998) Quaternary perpotassic magmatism in Uganda (Toro-Ankole Volcanic Province): age assessment and significance for magmatic evolution along the East African Rift. J Afr Earth Sci 26:463–476
- Cagniard, L., (1953) Basic theory of the magneto-telluric methode of geophysical prospecting. Geophysiks 18, 605-645
- Cahen, L., Snelling, N.J., Delhal, J., Vail, J.R. (1984). The geochronology and evolution of Africa. Clarendon Press, Oxford

- Caldwell, T. G., Bibby, H. M., Brown, C. (2004) The magnetotelluric phase tensor, *Geophys. J. Int.* 158, 457-469
- Chorowicz J (2005) The East African Rift System. *J Afr Earth Sci* 43:379–410
- Davis, T., A. (2004) Algorithm 832: UMFPACK, an unsymmetric-pattern multifrontal method, *ACM Transaction on Mathematical Software (TOMS)*, vol.30, no. 2, 196-199
- Fritsch, F., N., Carlson, R., E., (1980) Monotone Piecewise Cubic Interpolation, *SIAM J. Numerical Analysis*, Vol. 17, pp.238-246
- Häuserer, M., (2007) Langperiodische tellurische und magnetotellurische Messungen in der Region Hawke Bay, Neuseeland, Diplomarbeit, Goethe Universität Frankfurt/Main
- Heise, W., Caldwell, T. G., Bibby, H. M., Brown, C. (2006) Anisotropy and phase splits in mag-netotellurics, *Phys. Earth and Planet. Int.* 158, 107-121
- Gaillard, F., Malki, M., Iacoco-Marziano, G., Pichavant, M., Scaillet, B., (2008) Carbonatite Melts and Electrical Conductivity in the Asthenosphere, *Science* 322, 1363-1365
- Junge, A., (1992), Erweiterte Auswerteverfahren in Göttingen, in Protokoll über das 14. Kolloquium „Elektromagnetische Tiefenforschung“ in Borkheide, Deutsche Geophysikalische Gesellschaft, ISSN-NR:0946 7467
- Kampunzu, A., B., Bonhomme, M., G., Kanika, M., (1998) Geochronology of volcanic rocks and evolution of the Cenozoic Western Branch of the East African Rift System. *J. Afr Earth Sci* 26:441–461
- Karner, G.D., Byamungu, B.R., Ebinger, C.J, Kampunzu, A.B., Mukasa, R.K., Nyakaana, J., Rubondo, E.N.T., Upcott, N.M. (2000) Distribution of crustal extension and regional basin architecture of the Albertine rift system, East Africa *Marine and Petroleum Geology* 17, 1131-1150
- Kellet, R., L., Mareschal, M., Kurtz, R., D., (1992) A model of the lower crustal electrical anisotropy for the Pontiac Subprovince of the Canadian Shield, *Geophys. J. Int.* 111, 141-150
- Kertz, W., (1969) Einführung in die Geophysik I, Bibliographisches Institut, Mannheim. ISBN: 3-411-00275-1
- Kuvshinov, A., Manoj, Ch., Olsen, N., Terence Sabaka, T (2007) On induction effects of geo-magnetic daily variations from equatorial electrojet and solar quiet sources at low and middle latitudes, *J.Geophys. Res.* 112, B10102, doi:10.1029/2007JB004955

- Kütter, S., (2009) Three-dimensional finite element simulation of magnetotelluric fields incorporating digital elevation models, Diplomarbeit, TU Bergakademie Freiberg
- Leggo, P. J. 1974. A geochronological study of the basement complex of Uganda. *J. Geol. Soc. London* 130, 263 - 277
- Leibecker, J., Gatzemeier, A., Hönig, M., Kuras, O., Soyer, W., (2002) Evidence of electrical anisotropic structures in the lower crust and the upper mantle beneath the Rhenish Shield, *EPSL* 202, 289-302
- Link, K., Koehn, D., Barth, M., G., Tiberindwa, J., V., Barifaija, E., Aanyu, K., Foley, S., F., (2010) Continuous cratonic crust between the Congo and Tanzania blocks in west Uganda, *Int. J. Earth Sci.*, in press
- Löwer, A., (2009) Audiomagnetotellurik im Hohen Vogelsberg, Diplomarbeit, Goethe Universität Frankfurt/Main
- Nyblade, A., A., Owens, T., J., Gurrola, H., Ritsema, J., Langston, C., A., (2000) Seismic evidence for a deep upper mantle thermal anomaly beneath east Africa, *Geology* 28:599-602
- Osmaston, H. A., and S. P. Harrison (2005) The Late Quaternary glaciation of Africa: A regional synthesis, *Quat. Internat.*, 138-139:32-54
- Ritter, O., Junge, A., Dawes, G. J. K. (1998): New equipment and processing for magnetotelluric remote reference observations., *Geophys. J. Int.*, 535-548
- Rodi, W., Mackie, R., L., (2001) Nonlinear conjugated gradients algorithm for 2-D magnetotelluric inversion, *Geophysics* 66, 174-187
- Roßberg, R., (2007) GEOLORE: Migration from an Experiment to a versatile Instrument, 22 EMTF colloquium, 1.-5. October 2007, Děčín, Czech Republic, ISSN 0946-7467
- Schwarz, H., R., (1991) Methode der finiten Elemente, B. G. Teubner Stuttgart, ISBN: 3-519-22349-X
- Siegel, A., F., (1982). Robust regression using repeated medians, *Biometrika*, 69, 242-244
- Simpson, F., L., Haak, V., Khan, M., A., Sakkas, V., Meju, M., A., (1997) The KRISP-94 magnetotelluric survey of early 1995: first results. *Tectonophysics* 278 , pp. 261-271
- Simpson, F., (2000) A three-dimensional electromagnetic model of the southern Kenya Rift: Departure from two dimensionality as a possible consequence of a rotating stress field, *J. Geophys. Res.* 105, B8, 19321-19334

- Simpson, F., (2002) Intensity and direction of lattice-preferred orientation of olivine: are electrical and seismic anisotropies of the Australian mantle reconcilable? *Earth Planet. Sci. Lett.* 203, 535-547
- Smirnov, M., Yu. (2003) Magnetotelluric data processing with a robust statistical procedure having a high breakdown point, *Geophys. J. Int.* 152, 1-7
- Swift, C., (1967), A magnetotelluric investigation of an electrical conductivity anomaly in the south western United States, Ph.D. Thesis, M.I.T. Cambridge, Mass.
- Tikhonov, A., N., (1950) Determination of the electrical characteristics of the deep states of the Earth's crust, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* 73(2), 295pp.
- Wallner, H., Schmeling, H. (2010) Rift Induced Delamination of Mantle Lithosphere and Crustal Uplift: A new mechanism for explaining Rwenzori Mountains' Extreme Elevation? *International Journal of Earth Sciences*, Special Issue "Long-term Rift Evolution", accepted for publication
- Weckmann, U., (2002) Entwicklung eines Verfahrens zur Abbildung krustaler Leitfähigkeitsstrukturen anhand von Magnetotellurikdaten aus Namibia, Dissertation.
- Wait, J. R., (1953), Propagation of radio waves over a stratified ground, *Geophysics*, 18, 416 – 422
- Wiese H. (1962) Geomagnetische Tiefenondierung. Teil II: Die Streichrichtung der Untergrundstrukturen des elektrischen Widerstandes, erschlossen aus geomagnetischen Variationen. *Geofis. Pura et Appl.*, 52, 83 – 103
- Wölbern, I., Rümpker, G., Schumann, A., Muwanga, A. (2010) Crustal thinning beneath the Rwenzori region, Albertine rift, Uganda, from receiver-function analysis, *Int. J. Earth Sci.*, in press
- Zhdanov, M., S., Varentsov, I., M., Weaver, J., T., Golubev, N., G., Krylov, V., A. (1997) Methods for modelling electromagnetic fields Results from COMMEMI - the international project on the comparison of modelling methods for electromagnetic induction, *J. of Appl. Geophys.* 37, 133-271

Danksagung

Ich möchte Herrn Prof. Dr. Andreas Junge zum einen für die gewährte Freiheit bei der Durchführung meiner Dissertation aber auch für die konstruktiven Anregungen, Diskussionen und Hilfen während dieser Zeit, und zum anderen für die tatkräftige Unterstützung und Vorbereitung der Feldmessungen danken.

Der gesamten Arbeitsgruppe „Angewandte Geophysik“ danke ich für die angenehme Arbeitsatmosphäre und Diskussion einzelner Teile dieser Arbeit. Herrn Rainer Roßberg danke ich für die Hilfe rund um den Datenlogger GEOLORE.

Besonderer Dank gilt Dr. Andreas Schumann und Kitam Ali. Dr. Andreas Schumann hat die Feldarbeiten im Uganda tatkräftig unterstützt und durch seine langjährige Erfahrung mit Land und Leuten, vor allem beim Umgang mit offiziellen Stellen und Behörden, stark vereinfacht. Ich möchte dem Techniker Kitam Ali besonders danken, da er mich bei den Feldkampagnen in einem fremden Land als Einheimischer stets engagiert begleitet hat.

Ich möchte allen Mitgliedern der Forschergruppe RiftLink für das tolle Arbeitsklima, die Kooperation und die Unterstützung im Feld sowie für die Diskussion der Ergebnisse danken.

Mein Dank geht auch an die Deutsche Forschungsgesellschaft (DFG) die mich und dieses Projekt finanziell unterstützt hat.

Weiter möchte ich Dr. Heinrich Brasse für die schnelle und unkomplizierte Hilfe bei der 2D Inversion danken.

Ein weiterer Dank geht an das Ugandan National Council for Science and Technology und die Ugandan Wildlife Authority für die Forschungsgenehmigungen in Uganda.

Zuletzt möchte ich mich noch bei meiner Frau Simone und meinem Sohn Leopold für die Unterstützung während dieser Arbeit und vor allem für die Zeit bedanken, die ich an Stelle von ihnen mit dieser Arbeit verbracht habe.

Lebenslauf

Name Michael Häuserer

geboren am 13.12.1981 in Peißenberg

Schulbildung

1988-2001 Grundschule Peiting, Welfengymnasium Schongau,

Abschluss Abitur

Zivildienst

2001-2002 ADS Waldschulheim, Glücksburg

Universität

2002-2004 Grundstudium Geophysik (Diplom) an der Johann Wolfgang Goethe-Universität
Frankfurt am Main

Abschluss Diplom-Vorprüfung

2004-2007 Hauptstudium Geophysik (Diplom) an der Johann Wolfgang Goethe-Universität
Frankfurt am Main

Abschluss Diplom-Hauptprüfung

Beruflicher Werdegang

seit 2007 Wissenschaftlicher Mitarbeiter an der Johann Wolfgang Goethe-Universität
Frankfurt am Main

Ich versichere, dass ich diese Arbeit nur unter Verwendung der angeführten Hilfsmittel und ohne fremde Hilfe angefertigt habe.